ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 AVRIL 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Nouveaux résultats dans l'étude de la chaîne de désintégration* $\pi^+ - \mu^+ - e^+$. Note (*) de MM. **Horia Hulubei, Josef Ausländer, Elena Balea, Erwin Friedländer** et **Şerban Ţiţeica**.

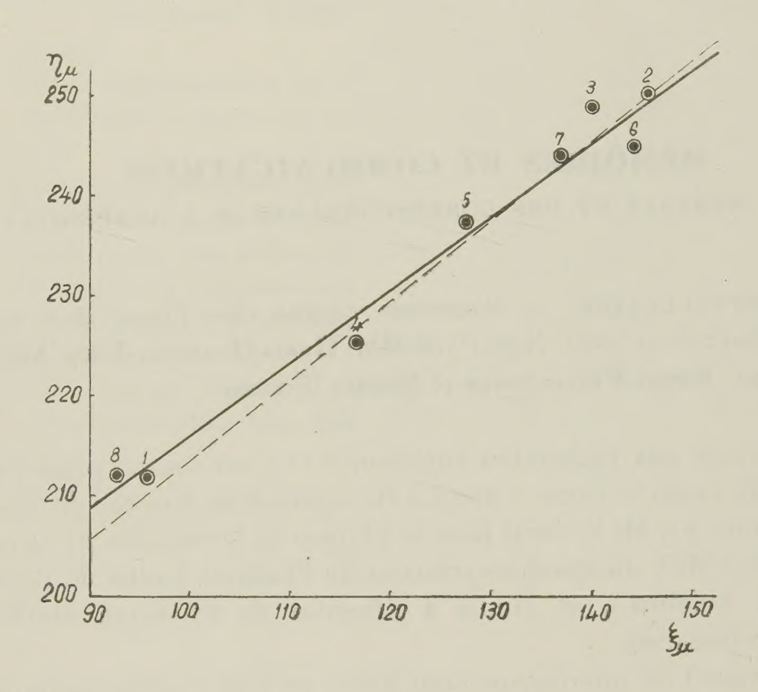
En poursuivant nos recherches antérieures ([1]), un second paquet d'émulsions NIKFI-R, 10 cm × 10 cm × 400 μ a été exposé à un faisceau de mésons π^+, d'énergie initiale 307 MeV, issus pour la plupart de la réaction $p + p \to \pi + d$ (protons de 680 MeV du synchrocyclotron de l'Institut Unifié de Recherches nucléaires de Doubna), et étudié à l'Institut de Physique atomique de l'Académie de Bucarest.

Le champ visuel du microscope était divisé en huit octants numérotés de 1 à 8, avec la ligne de séparation 8/1 coïncidant avec la direction du faisceau de mésons π^+ incidents. On a enregistré les octants contenant les portions initiales des traces μ et e pour 7526 désintégrations $\pi - \mu - e$ au repos. On n'a choisi que les chaînes contenues entièrement dans une même couche du paquet d'émulsions étudié.

La deuxième colonne du tableau I contient les fréquences normalisées ξ_μ des mésons μ, par octant, c'est-à-dire leur distribution angulaire. Un test χ^2 d'isotropie fournit $P_{\chi^2} \leqslant 10^{-5}$ ce qui démontre une anisotropie marquée, confirmant ainsi la conclusion de notre Note antérieure ([1]).

La troisième colonne du tableau I contient les fréquences normalisées ξ_ε des positons, représentant la distribution angulaire des positons par rapport à la direction du faisceau π^+ incident. Cette distribution présente de même une anisotropie prononcée ($P_{\chi^2} = 2.10^{-5}$). Par conséquent, la distribution (μe) résultant par superposition des distributions ($\pi\mu$) et (πe) est forcément anisotrope, elle aussi, quoique le coefficient d'asymétrie avant-arrière des positons par rapport à la direction initiale des μ générateurs soit très voisin de zéro.

Approximons maintenant la distribution des angles $(\pi\mu)$ par les valeurs ξ_μ (constantes pour chaque octant à part) et supposons une distribution des angles (μe) de la forme $1 + a\cos(\mu e)$. On peut alors montrer que si a a la même valeur pour tous les angles $(\pi\mu)$ de la chaîne correspondant à l'angle (μe) étudié, on est conduit à une contradiction flagrante avec les données de notre expérience.



Groupons les 7 526 mésons μ suivant les octants contenant la direction d'émission du méson μ de son π générateur. La distribution angulaire (μe) des positons provenant de chacun de ces groupes de mésons μ peut être caractérisée d'une façon objective par des grandeurs η_μ (quatrième colonne du tableau I). Ces grandeurs sont définies comme les sommes des fréquences relatives des positons contenus dans les octants dont la bissectrice est parallèle ou antiparallèle à la bissectrice de l'octant d'émission du μ respectif.

L'existence d'une surprenante corrélation statistique entre η_μ et ξ_μ est illustrée par la figure. Les chiffres marquant chaque point du graphique se rapportent à l'octant μ respectif. Le coefficient de corrélation [2] est

$$r = 0{,}982$$

et la fonction de Fisher correspondante :

$$z = 2{,}35 \pm 0{,}45.$$

La ligne de régression (trait plein sur la figure 1) a été tracée d'après la méthode des moindres carrés.

Une préférence éventuelle des observateurs (bias) pourrait tout au plus affecter les octants 1 et 8 [3]. La ligne de régression calculée en éliminant ces octants est tracée en pointillé. On voit donc que l'effet de bias n'est pas essentiel de ce point de vue, au moins.

De ces données nous croyons pouvoir conclure que :

1. La distribution des angles ($\pi\mu$) est anisotrope.

2. La distribution des angles (μe) dépend de l'angle ($\pi\mu$).

3. Les coefficients d'asymétrie genre avant-arrière (de même que gauche-droite, etc.) ne représentent pas toujours une caractéristique complète d'une éventuelle anisotropie.

4. La direction d'incidence du faisceau π^+ apparaît comme une direction privilégiée dans l'espace. Il paraît donc plausible d'attribuer aux mésons π^+ de ce faisceau une propriété spatiale qui les rend capables d'une polarisation quelconque.

5. Il semble donc plausible d'admettre que les conditions de génération des mésons π^+ doivent jouer un certain rôle dans l'évolution de la chaîne π^+-μ^+-e^+.

Il nous semble aussi qu'une comparaison des résultats donnés par différents expérimentateurs peut être difficilement concluante tant qu'on ne disposera pas des données précises concernant la création des mésons π ainsi que celles relatives aux conditions d'expérience, insuffisamment décrites dans la plupart des travaux respectifs.

(μ, ε).	ζ_μ.	ξ_ε.	η_μ.
1	0,096	0,120	0,212
2	0,146	0,135	0,250
3	0,140	0,132	0,249
4	0,117	0,111	0,225
5	0,128	0,115	0,237
6	0,144	0,133	0,245
7	0,137	0,129	0,244
8	0,093	0,125	0,212

Les conclusions ci-dessus sont indépendantes d'un éventuel effet de bias. Tout de même, cet effet peut jouer un certain rôle dans la distribution ($\pi\mu$).

Nous voudrions mentionner à cette occasion que des mesures par octants, similaires à celles décrites ci-dessus, entreprises sur notre premier paquet d'émulsions avec un grossissement plus puissant que dans notre première exploration [1] a révélé la perte, au cours de cette première opération, d'un certain nombre d'événements dirigés vers l'avant (bias d'ionisation). Néanmoins notre conclusion initiale [1] quant à l'anisotropie de la distribution ($\pi\mu$) n'est pas affectée ($b = -0,128 \pm 0,030$).

Comme nous l'avons déjà mentionné, le coefficient b ne peut caractériser une anisotropie que partiellement. Tout de même, dans ce cas particulier, la valeur de b suffirait en elle-même à montrer l'existence d'une anisotropie

marquée, en absence de bias. Or l'anisotropie des mésons μ de notre premier paquet d'émulsions ne peut être simulée par un effet de bias, car même après élimination des octants 1 et 8 (les seuls dans lesquels cet effet joue un certain rôle) la probabilité d'isotropie P_{χ^2} reste sensiblement inférieure à la valeur correspondant au niveau de confidence usuel de 99 %.

Un exposé détaillé paraîtra ailleurs.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) H. Hulubei, J. Ausländer, E. Balea, E. Friedländer, S. Titeica et T. Visky, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1037.

(2) A. G. Worthing et J. Geffner, *Treatment of Experimental Data*, New York and London, 1948.

(3) N. P. Bogachev, A. C. Mihul, M. G. Petrasco et V. M. Sidorov, (sous presse).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Déshalogénation magnésienne de la bromo-2α cholestanone-3.* Note (*) de MM. **Max Mousseron, François Winternitz** et **André Crastes de Paulet.**

A notre connaissance la réaction de déshalogénation de Tiffeneau n'a pas encore été appliquée aux α-halogénocétones stéroïdes. Nous avons étudié cette réaction dans le cas de la bromo-2α cholestanone-3; après action du bromure de méthyl- ou de phénylmagnésium, un seul type de cétone peut être isolé, l'éthylone-2α nor-A cholestane ou benzoyl-2α nor-A cholestane.

L'action du bromure de phénylmagnésium sur la bromo-2α cholestanone-3, selon la technique de Newmann (1) nous a conduits à un produit brut d'où par chromatographie sur alumine nous avons pu isoler (par ordre d'élution) : le *phényl-3 cholestène-2* (65 %), F 131-132° (143-144°) (effet chromophorique); analyse : $C_{33}H_{50}$ 447; calculé %, C 88,70; H 11,30; trouvé %, C 88,90; H 11,40; $[\alpha]_D^{25} + 65°$ (2); λ_{max} 250 mμ, log ε 4,12; le *benzoyl-2α nor-A cholestane* (20 %), F 142-143°; analyse : $C_{33}H_{50}O$ 463; calculé %, C 85,65; H 10,90; trouvé %, C 85,60; H 10,90; $[\alpha]_D^{19} + 6°$, λ_{max} 242 mμ, log ε 4,10 et λ_{max} 277 mμ, log ε 3,04; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 185-186°.

Le phényl-3 cholestène-2 a été identifié par comparaison avec un échantillon authentique provenant de la déshydratation par l'éthanol chlorhydrique du phényl-3 β cholestanol-3 α obtenu par action du bromure de phénylmagnésium sur la cholestanone-3 selon Bolt (3).

La structure du benzoyl-2α nor-A cholestane a été déterminée comme suit : l'action du bromure de phénylmagnésium conduit à un diphénylcarbinol identique à celui provenant de la dégradation, selon Barbier-Wieland, sur l'ester méthylique de l'acide nor-A cholestanecarboxylique-2α [*cf.* (4)]. La déshydratation et l'ozonisation aboutissent d'ailleurs à la nor-A cholestanone-2 (5).

Il est à noter que l'action du bromure de phénylmagnésium sur la bromo-2α

cholestanone-3 sans « fusion » donne naissance seulement au benzoyl-2α nor-A cholestane (60 %) et au phényl-3β cholestanol-3α (20 %).

L'action du bromure de méthylmagnésium sur la bromo-2α cholestanone-3, après ébullition dans le benzène, conduit, après séparation chromatographique à : 1° un mélange de carbures (10 %) (pentane) d'où l'on peut isoler à l'état pur le *méthyl-3 cholestène-2* (6), (7) et plus difficilement un autre

Fig. 1.

carbure F 55-56°, $[\alpha]_D^{25} + 58°$ (6), (7), ce dernier étant probablement un mélange de méthyl-3 cholestène-2 et de méthylène-2 cholestane (7); 2° une cétone (40 %) (pentane) correspondant à l'*éthylone-2α nor-A cholestane*, F 68-69°, analyse : $C_{28}H_{48}O = 400,5$; calculé %, C 83,90; H 12,05; trouvé %, C 83,90; H 11,95; $[\alpha]_D^{17} + 20°$, λ_{max}(—CO—) 5,85 μ; λ_{max}(CH_3—CO—) 7,36 μ et 8,53 μ; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 144-145°, et enfin 3° le *méthyl-3β cholestanol-3α* (50 %) (éther) F 123-125°, analyse; $C_{28}H_{50}O = 402,5$; calculé %, C 83,50; H 12,50; trouvé %, C 83,10; H 12,70; $[\alpha]_D^{25} + 24°$ (6), (7) avec une faible quantité de son isomère le *méthyl-3α cholestanol-3β*, F 145-146°, $[\alpha]_D^{25} + 31°$.

Les carbures et les alcools tertiaires ont été identifiés par comparaison avec des produits obtenus par des voies déjà connues.

Quant à l'éthylone-2α nor-A cholestane, il a été dégradé en acide nor-A cholestanecarboxylique-2 par la réaction de King à l'iodure de pyridinium (8),

cet acide ayant été déjà obtenu et caractérisé par nous ([4]). De même, l'action de l'acide perbenzoïque, sur l'éthylone-2α nor-A cholestane conduit exclusivement à l'acétoxy-2α nor-A cholestane ([9]) puis, par hydrolyse et oxydation chromique à la nor-A cholestanone-2 ([5]).

Fig. 2.

Si l'on considère les conclusions de Tiffeneau concernant la déshalogénation magnésienne des halohydrines cis et trans et son interprétation à propos des α-halogénocétones cyclaniques, il y a lieu d'admettre, dans notre cas, que la première étape de la réaction consiste en la formation exclusive d'une méthyl- ou phényl bromhydrine trans alors qu'en série monocyclique il est reconnu que ce sont les halohydrines cis qui se forment d'une façon préférentielle.

Or, la méthyl bromhydrine qu'on peut isoler par action du bromure de méthylmagnésium sur la bromo-2α cholestanone-3, lorsqu'on opère sans fusion (F 165-166°, analyse $C_{28}H_{49}OBr = 481,5$; calculé %, C 69,8 ; H 10,25 ; Br 16,60 ; trouvé %, C 70,6 H 10,45 ; Br 16,15) ; $[\alpha]_D^{26,5} + 28°$) se déshalogène très lentement en milieu alcalin, à froid, conduisant encore à l'éthylone-2α nor-A cholestane, identique à la cétone nor-A isolée après fusion magnésienne, Il ne pourrait donc s'agir d'une halohydrine trans, seules les halohydrines cis étant capables de donner un produit de contraction de cycle par déshalogénation alcaline.

L'étude conformationnelle des halohydrines en question montre que l'on peut envisager les structures possibles (Br/OH) : trans *ee*, trans *aa*, cis *ea* et cis *ae*.

Alors que dans la série alicyclique simple on peut admettre une interconversion cis *ea*-cis *ae*, nous pensons que dans le cas des halohydrines stéroïdes étudiées, par suite de la présence du méthyl angulaire une telle interconversion devient impossible. La méthyl-bromhydrine F 165-166° possède donc la structure cis *ea* et dans ces conditions, sous l'action des magnésiens il se produit une transposition conduisant obligatoirement à une cétone avec contraction de cycle :

Il en est de même sous l'action des agents de déshalgénation alcalins.

Notons, que nous n'avons pas pu mettre en évidence la formation de cétones transposées sans raccourcissement de cycle, telle que la méthyl-2 α cholesta-

none-3 ([10]). Il semble y avoir formation exclusive de bromhydrine cis *ea*, la position équatoriale du brome de la bromo-2 cholestanone-3 étant conservée.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 66, 1944, p. 1550.

(2) Tous les pouvoirs rotatoires sont déterminés sur une solution chloroformique de substance, à une concentration de 1 %.

(3) *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 56, 1937, p. 1139.

(4) D. E. Evans, A. Crastes de Paulet, C. W. Schoppe et F. Winternitz, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 1451.

(5) A. Windaus, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 52, 1919, p. 170.

(6) D. H. R. Barton, A. Da. S. Campos-Neves et R. C. Cookson, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 3500.

(7) J. L. Beton, T. G. Halsall, E. R. H. Jones et P. C. Phillips, *ibid.*, 1957, p. 753.

(8) *J. Amer. Chem. Soc.*, 66, 1944, p. 894.

(9) R. E. Marker, O. Kamm, D. M. Jones et L. W. Mixon, *ibid.*, 57, 1937, p. 1363.

(10) M. Mousseron, F. Winternitz et A. Crastes de Paulet, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1859.

M. **Paul Fallot** remet à l'Académie de la part du Service géologique du Maroc dont il est le Conseiller, la feuille au 1/200 000e *Rich et Boudenïb*, dont les auteurs sont Georges Choubert, Gonzague Dubar et Jean Hindermeyer pour la partie méridionale.

M. **Roger Heim** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage intitulé : *Peuplement végétal des hautes montagnes de l'Afrique du Nord*, par Pierre Quézel, dont M. **Louis Emberger** a écrit la *Préface*.

M. **Alexandre Dauvillier** adresse en hommage à l'Académie son Ouvrage intitulé : *Le volcanisme lunaire et terrestre*.

M. **Ernst Gäumann** adresse une série de tirages à part de ses travaux de phytopathologie.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Charles Jacob** : *Précis de pétrographie, roches sédimentaires, métamorphiques et éruptives*, par M. Jean Jung;

par M. **Roger Heim** : *Recherches sur les Chrysophycées, morphologie, phylogénie, systématique*, par M. Pierre Bourrelly.

DÉSIGNATIONS.

M. **Francis Perrin** est désigné pour représenter l'Académie au **Colloque international d'Électronique Nucléaire**, organisé par la Société des Radioélectriciens, à Paris, en septembre 1958.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Union internationale des sciences biologiques. Série B (Colloques), n° 23, *Le rôle des techniques biométriques en recherches biologiques ;* n° 32, *Premier Symposium sur la spécificité parasitaire des parasites de Vertébrés ;*

2° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte*, Série A, nos 232, 233 et 234 ; Série D, nos 53 et 54 ;

3° *Studies on Venturiaceæ on Rosaceous Plants*, par Radha Menon. (Thèse, Zürich) ;

4° *Weitere Untersuchungen über Veränderungen der Reaktionslage des Birnbaumes* (*Pirus communis* L.) *gegenüber der Mistel* (*Viscum album L.*), par Roland Scholl. (Thèse, Zürich) ;

5° *Untersuchungen über die Ascomyceten-Gattung Dothidea Fr.*, par Wolgang Loeffler (Thèse, Zürich) ;

6° *Über die Cobalmamine einer Mutante von Bacillus megaterium De Bary*, par Marcelle Juillard (Thèse, Zürich) ;

7° *Über den Einfluss der Fusarinsäure auf den Gaswechsel von Saccharomyces cerevisiæ Hans*, par Pierre Reusser et Stephi Naef-Roth ;

8° Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège. Observatoire Royal de Belgique. *An atlas of nitrous oxide, methane and ozone infrared absorption bands.* Part II. *Measures and Identifications.* par E. Vigroux, M. Migeotte, L. Neven et J. Swensson ;

9° Physikertagung Wiesbaden. *Hauptvorträge der Jahrestagung* 1955 *des verbandes deutscher physikalischer Gesellschaften herausgegeben* von E. Brüche, G. Schubert et L. Waldmann ;

10° V. A. Varsanof'eva. *Moskovskoe Obchtchestvo ispytateleï prirody i ego znatchenie v razvitii otetchestvennoï nauki* (La Société des naturalistes de Moscou et son importance dans le développement des sciences de la Patrie) ;

11° The Japan Society Mechanical Engineers. *Bulletin of JSME*. Vol. I, n° 1.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur la distribution de certains entiers.* Note (*) de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Généralisation de résultats antérieurs sur la distribution des entiers assujettis à certaines conditions faisant intervenir des ensembles de nombres premiers.

Dans des travaux précédents [1], nous avons étudié la distribution des entiers assujettis à certaines conditions faisant intervenir des ensembles de nombres premiers satisfaisant à une certaine hypothèse (H).

Dans une Note récente, [2] nous avons signalé qu'un grand nombre des résultat restent vrais lorsque l'on remplace l'hypothèse (H) par une autre, plus générale et moins artificielle. Nous nous proposons ici d'indiquer comment tous les autres peuvent aussi être généralisés.

Comme dans les travaux cités, nous désignons par $\omega(n)$ le nombre des diviseurs premiers de n et par $\Omega(n)$ le nombre total des facteurs dans la décomposition de n en facteurs premiers. Plus généralement, E étant un ensemble de nombres premiers, nous désignons par $\omega_E(n)$ le nombre des diviseurs premiers de n qui appartiennent à E et par $\Omega_E(n)$ le nombre total des facteurs qui appartiennent à E dans la décomposition de n en facteurs premiers.

E étant toujours un ensemble de nombres premiers, nous désignons par $\mathcal{E}[E]$ l'ensemble des entiers positifs dont tous les diviseurs premiers appartiennent à E.

Par ailleurs, nous disons que E possède une densité égale à α par rapport à l'ensemble de tous les nombres premiers si le rapport du nombre des nombres de E au plus égaux à x au nombre total des nombres premiers au plus égaux à x tend vers α quand x tend vers $+\infty$.

Q est l'ensemble des entiers positifs « quadratfrei ». C est la constante d'Euler.

I. Soit E un ensemble de nombres premiers possédant une densité α positive par rapport à l'ensemble de tous les nombres premiers.

1. E. Wirsing [3] a établi que le nombre $N(E, x)$ des nombres de $\mathcal{E}[E]$ au plus égaux à x est équivalent pour x infini à

$$\frac{e^{-\alpha C}}{\Gamma(\alpha)} \frac{x}{\log x} \prod_{\substack{p \in E \\ p \leq x}} \frac{1}{1 - \frac{1}{p}}.$$

2. Le nombre des n appartenant à $\mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) \equiv r \pmod{q}$ est équivalent pour x infini à $(1/q)N(E, x)$.

Même résultat en remplaçant $\omega(n)$ par $\Omega(n)$.

3. Le nombre des n appartenant à $\mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) \equiv r \pmod{q}$ et $\Omega(n) \equiv r' \pmod{q'}$, avec $(q, q') = 1$, est équivalent pour x infini à $(1/qq')N(E, x)$.

4. $N^*(E, x)$ étant le nombre des nombres de $Q \cap \mathcal{E}[E]$ au plus égaux à x, on a pour x infini

$$N^*(E, x) \sim \frac{e^{-\alpha C}}{\Gamma(\alpha)} \frac{x}{\log x} \prod_{\substack{p \in E \\ p \leq x}} \left(1 + \frac{1}{p}\right) \sim N(E, x) \prod_{p \in E} \left(1 - \frac{1}{p^2}\right).$$

5. Le nombre des n appartenant à $Q \cap \mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) \equiv r \pmod{q}$ est équivalent pour x infini à $(1/q)N^*(E, x)$.

6. Le nombre des n appartenant à $\mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) = q \geqq 1$ est équivalent pour x infini à

$$\alpha^q \frac{x (\log \log x)^{q-1}}{(q-1)! \log x}.$$

Même résultat en remplaçant la condition $\omega(n) = q$ par $\Omega(n) = q$ ou $\mathcal{E}[E]$ par $Q \cap \mathcal{E}[E]$ ([4]).

7. Si $q \geqq 2$ et $r \geqq 1$, le nombre des n appartenant à $\mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) = q$ et $\Omega(n) = q + r$ est équivalent pour x infini à

$$S_r \frac{\alpha^{q-1}}{(q-2)!} \frac{x (\log \log x)^{q-2}}{\log x}, \qquad \text{où} \quad S_r = \sum_{p \in E} \frac{1}{p^{r+1}}.$$

8. Si $q \geqq 2$, le nombre des n appartenant à $\mathcal{E}[E]$, au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega(n) = q$, mais non « quadratfrei », est équivalent pour x infini à

$$S \frac{\alpha^{q-1}}{(q-2)!} \frac{x (\log \log x)^{q-2}}{\log x}, \qquad \text{où} \quad S = \sum_{p \in E} \frac{1}{p(p-1)} = \sum_{1}^{+\infty} S_r.$$

9. Soit $\nu_q(E, x)$ le nombre des n positifs et $\leqq x$ tels que $\omega_E(n) = q$.

Si $\alpha < 1$, on a quand x tend vers $+\infty$,

$$\nu_q(E, x) \sim \frac{e^{\alpha C}}{\Gamma(1-\alpha)} x \left\{ \prod_{\substack{p \in E \\ p \leq x}} \left(1 - \frac{1}{p}\right) \right\} \frac{\alpha^q (\log \log x)^q}{q!}.$$

Si $\alpha = 1$ et $\sum_{p \notin E} (\log p/p) < +\infty$, et si $q \geqq 1$, on a

$$\nu_q(E, x) \sim \left\{ \prod_{p \notin E} \frac{1}{1 - \frac{1}{p}} \right\} \frac{x (\log \log x)^{q-1}}{(q-1)! \log x}.$$

Dans les deux cas, le nombre des n positifs et $\leqq x$ tels que $\Omega_E(n) = q$, ou bien tels que $\omega_E(n) = \Omega_E(n) = q$, est équivalent à $\nu_q(E, x)$, et le nombre $\nu_q^*(E, x)$ des n positifs « quadratfrei » au plus égaux à x et tels que $\omega_E(n) = q$ est équivalent pour x infini à $\nu_q(E, x) \prod_{p \notin E} (1 - 1/p^2)$.

10. Le nombre des n positifs et $\leqq x$ tels que $\omega_E(n) = q$ et $\Omega_E(n) = q + r$,

avec $r > 0$, est équivalent pour x infini à $S_r \nu_{q-1}(E, x)$ pour $q \geq 1$ si $\alpha < 1$, et pour $q \geq 2$ si $\alpha = 1$ et $\sum_{p \notin E} (\log p/p) < +\infty$.

II. Soient maintenant E_1 et E_2 deux ensembles de nombres premiers sans élément commun et possédant respectivement les densités α et β par rapport à l'ensemble de tous les nombres premiers.

Soient $f(n) = \omega_{E_1}(n)$ ou $\Omega_{E_1}(n)$ et $g(n) = \omega_{E_2}(n)$ ou $\Omega_{E_2}(n)$.

1. Supposons α et $\beta > 0$ et soit $\nu_{q,q'}(f, g, x)$ le nombre des n positifs et $\leq x$ tels que $f(n) = q$ et $g(n) = q'$.

Si $\alpha + \beta < 1$, on a quand x tend vers $+\infty$,

$$\nu_{q,q'}(f, g, x) \sim \frac{e^{(\alpha+\beta)C}}{\Gamma(1-\alpha-\beta)}\, x \left\{ \prod_{\substack{p \in E_1 \cup E_2 \\ p \leq x}} \left(1 - \frac{1}{p}\right) \right\} \frac{\alpha^q \beta^{q'}}{q!\, q'!} (\log\log x)^{q+q'}.$$

Si $\alpha + \beta = 1$ et $\sum_{p \notin E_1 \cup E_2} \log p/p < +\infty$, et si $q + q' \geq 1$, on a

$$\nu_{q,q'}(f, g, x) \sim \left\{ \prod_{p \notin E_1 \cup E_2} \frac{1}{1 - \frac{1}{p}} \right\} \frac{\alpha^q \beta^{q'}}{q!\, q'!} (q + q') \frac{x (\log\log x)^{q+q'-1}}{\log x}.$$

Dans les deux cas, le nombre des n positifs « quadratfrei » $\leq x$ et tels que $f(n) = q$ et $g(n) = q'$ est équivalent pour x infini à

$$\nu_{q,q'}(f, g, x) \prod_{p \notin E_1 \cup E_2} \left(1 - \frac{1}{p^2}\right).$$

2. Supposons maintenant $0 < \alpha < 1$, et $\beta > 0$ ou $\beta = 0$ et $\sum_{p \in E_2} (1/p) = +\infty$.

Alors le nombre des n positifs et $\leq x$ tels que $f(n) = q$ et $g(n) \equiv l \pmod{k}$ est équivalent pour x infini à $(1/k)\nu_q(E, x)$, et le nombre des n satisfaisant aux mêmes conditions et en outre « quadratfrei » est équivalent à $(1/k)\nu_q^*(E, x)$.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) *Ann. scient. Ec. Norm. Sup.*, (3), 73, 1956, p. 15-74; *Colloque sur la Théorie des nombres*, Bruxelles, 19, 20 et 21 décembre 1955, p. 147-161; *Illinois J. Math.*, 1958.

(2) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 514.

(3) *Archiv der Mathematik*, 7, 1956, p. 263-272.

(4) Le cas de $\Omega(n) = q$ a été traité par B. Hornfeck (*Monatsh. Math.*, 60, 1956, p. 96-109).

TOPOLOGIE. — *Rapports entre calculs propositionnels modaux et topologie impliqués par certaines extensions de la méthode des tableaux sémantiques. Système S4 de Lewis.* Note (*) de M. **Marcel Guillaume**, présentée par M. Paul Montel.

Après la définition — parallèle à celle de la Note sur le système de Feys-von Wrigth — de tableaux sémantiques pour le système $S4$, un raisonnement analogue conduit à de nouvelles précisions sur les rapports entre le système $S4$ et certaines familles d'espaces topologiques.

Envisageons le système $S4$ de C. I. Lewis [1], retrouvé par G. H. von Wright sous le nom de « système M' », sous cette dernière forme [2], aux mêmes conventions près que précédemment. Appelons *anneau à adhérence* un anneau B à semi-adhérence dont la semi-adhérence C est une *adhérence*, c'est-à-dire vérifie (A 1) $CCx = Cx$ pour tout $x \in B$; l'emploi de cette axiomatique rend quasitrivial le résultat suivant, dû à Tarski et McKinsey [3] :

THÉORÈME 5. — *Si la formule f est $S4$-demontrable, on a $\varphi(f) = 1$, quels que soient l'anneau à adhérence* B *et le préhomorphisme* φ *de* F *dans* B.

Une conséquence $P \vdash Q$ sera *$S4$-exacte* si toute *$S4$-valuation* (*M*-valuation prenant la valeur 1 pour toute formule $S4$-démontrable) égale à 1 pour toute $f \in P$ prend cette valeur pour au moins une formule de Q. Cela est toujours trivialement le cas quand $P \vdash Q$ est *close* ; et $f \in F$ est $S4$-démontrable, si et seulement si $\emptyset \vdash f$ est $S4$-exacte.

Si R est un ensemble de formules, soit MR l'ensemble des formules Mf, où $f \in R$. Étant donné une conséquence $P \vdash Q$, le *chaînon de $S4$-résolution* de $P \vdash Q$ sera l'ensemble *ordonné* se composant de $P \vdash Q$, premier élément, et des conséquences $f \vdash M(Q^\star)$, où $f \in P^\star$, éléments maximaux. Si le chaînon de $S4$-résolution de $P \vdash Q$ se réduit à $P \vdash Q$, ou si $P \vdash Q$ est close, on dira que $P \vdash Q$ est *$S4$-résolue*.

Si E est un ensemble ordonné, l'application G qui, à $A \subset E$, fait correspondre l'ensemble GA des éléments de E qui minorent au moins un élément de A, est une *adhérence* de $\mathfrak{P}(E)$ dans lui-même. Un ensemble sera dit *de type* γ, s'il est muni d'un *ordre* pour lequel : 1° il a un *premier* élément ; 2° l'ensemble des minorants de *chacun* de ses éléments est ordinalement isomorphe à une partie *finie* de l'ensemble des entiers naturels, et 3° *chacun* de ses élément a un chaînon de succession *fini* ; un *espace topologique de type* γ sera un ensemble de type γ *muni de la topologie dont l'adhérence est* G.

Pour toute $P \vdash Q$, il existe au moins un *arbre de $S4$-résolution* de $P \vdash Q$: un ensemble maximal *d'occurrences* de conséquences, de type γ, dont le premier élément est une occurrence de $P \vdash Q$, et dont tout élément non maximal est une occurrence d'une conséquence $P' \vdash Q'$ non $S4$-résolue et a pour chaînon de succession, si $P' \vdash Q'$ n'est pas saturée, un des chaînons de saturation de $P' \vdash Q'$, et si $P' \vdash Q'$ est saturée, le chaînon de $S4$-résolution de $P' \vdash Q'$. D'un tel ensemble E, une partie A sera *démonstrative* (resp. *constructive*) si : 1° A contient le premier élément de E ; 2° lorsque A contient une occurrence Γ d'une conséquence $P' \vdash Q'$ saturée et non $S4$-résolue (resp. non saturée), A contient *exactement deux* éléments du chaînon de succession de Γ dans E, et 3° pour toute autre $\Gamma \in A$, A contient le chaînon de succession de Γ dans E ; le *tableau sémantique* T de E sera l'ensemble (jamais vide) des occurrences de conséquences *saturées* de E, *muni de l'ordre induit ;* une partie *démonstrative* (resp. *constructive*) de T sera la trace (jamais vide) d'une partie de même nom de E sur T ; l'intersection d'une partie démonstrative de T et d'une partie

constructive de T est toujours une branche de T. Un ensemble d'occurrences de conséquences saturées sera un *S*4-*tableau sémantique réduit* [4] (*S*4-tsr), s'il est le tableau sémantique d'un arbre de *S*4-résolution; il sera *clos* s'il possède une partie *démonstrative* dont *toutes les branches* comportent une occurrence d'une conséquence *close* (qui en est alors un élément nécessairement maximal). Une espèce de « descente infinie » mène encore sans difficulté au

THÉORÈME 6. — *Si* $P \vdash Q$ *possède* un *S*4-*tsr* clos, *elle est S*4-exacte [5].

Pour qu'un *S*4-tsr *ne soit pas* clos, il faut et il suffit qu'il possède une partie *constructive* A dont *aucun* élément ne soit une occurrence d'une conséquence *close*. Mais alors, A est un *espace topologique de type* γ; étant donné $\Gamma \in A$, soit $\omega(\Gamma)$ la conséquence $\omega'(\Gamma) \vdash \omega''(\Gamma)$ dont Γ est une occurrence : $\omega(A)$ est un ensemble *fini;* soit ψ le préhomorphisme de F dans $\mathfrak{P}(A)$ [6] tel que si a est une variable propositionnelle, $\Gamma \in \psi(a)$ si et seulement si $a \in \omega'(\Gamma)$: pour toute $\Gamma \in A$, on a $\omega'(\Gamma) \subset \overset{-1}{\psi}(\Gamma)$ et $\omega''(\Gamma) \cap \overset{-1}{\psi}(\Gamma) = \emptyset$; en d'autres termes, on a, pour toute $P' \vdash Q' \in \omega(A)$: $P' \subset \overset{-1}{\psi'}(P' \vdash Q')$ et $Q' \cap \overset{-1}{\psi'}(P' \vdash Q') = \emptyset$, où $\psi' = \omega \circ \psi$. De là résulte, *via* le théorème 5, que la *fonction caractéristique* de $\overset{-1}{\psi}(\Gamma_0) = \overset{-1}{\psi'}(\omega')(\Gamma_0) \vdash \omega''(\Gamma_0))$ (Γ_0 premier élément de A) est une *S*4-*valuation* χ pour laquelle $\chi(P) = \{1\}$ et $\chi(Q) = \{0\}$. D'où les

THÉORÈME 7. — *Si* $P \vdash Q$ *a un S*4-*tsr* non *clos*, *elle* n'est pas *S*4-*exacte*, et

THÉORÈME 8. — *Pour que la formule f soit S*4-*démontrable, il faut* et il suffit *qu'on ait* $\varphi(f) = E$, *quels que soient l'espace topologique* de type γ E *et le préhomomorphisme* φ *de* F *dans* $\mathfrak{P}(E)$.

De théorèmes établis naguère par Mc Kinsey résulte la même propriété pour les espaces topologiques *accessibles* [7], ainsi que pour les espaces topologiques *finis* [8] : la considération de $\omega(A)$, lorsque, ce qu'il est loisible de supposer, A est telle que toutes les occurrences d'une même conséquence y ont le même chaînon de succession, ramène à ce dernier résultat, en le renforçant même quelque peu, puisque ω transpose alors dans $\omega(A)$ les structures de A. Disons *de type* γ' tout ensemble E *fini* et muni d'un *préordre* avec *premier* [9] élément; l'application G' qui, à $A' \subset E$, fait correspondre l'ensemble G'A' des $x \in E$ minorant [9] au moins un $y \in A'$, est encore une *adhérence* : un *espace topologique de type* γ' sera un ensemble de type γ' *muni de la topologie dont l'adhérence est* G'; alors, $\omega(A)$ muni de la relation « $\overset{-1}{\omega}(P' \vdash Q') \cap G \circ \overset{-1}{\omega}(P'' \vdash Q'') \neq \emptyset$ », qui se trouve être un *préordre*, est un *espace topologique de type* γ'; on a $G' = \omega \circ G$ et $\psi'(Mf) = G'\psi'(f)$ pour toute $f \in F$: ψ' est un préhomomorphisme de F dans $\mathfrak{P}(\omega(A))$. D'où le

THÉORÈME 9. — *Pour que la formule f soit S*4-*démontrable, il faut* et il suffit *qu'on ait* $\varphi(f) = E$, *quels que soient l'espace topologique* de type γ' E *et le préhomomorphisme* φ *de* F *dans* $\mathfrak{P}(E)$.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) C. I. Lewis, *A Survey of Symbolic Logic*, Berkeley, Calif., 1918.

(2) Notations, alphabet, définition de la formule, axiomatique des pages 84 et 85 de G. H. von Wright, *loc. cit.* L'équivalence des deux axiomatiques est établie à la fin de ce même Ouvrage.

(3) A. Tarski et J. C. C. McKinsey, *Ann. Math.*, 45, 1944, p. 141-191.

(4) La notion de $S4$-tsr étant à $S4$ ce que la notion de M-tsr est à la logique t, appelle la même remarque que celle-ci.

(5) Les théorèmes 6 et 7 recoupent des résultats correspondants pour le calcul $S4_*$ (« calcul de conséquences » pour le système $S4$) de S. Kanger, *loc. cit.*, dont les règles, équivalentes à celles de saturation et de $S4$-résolution, sont employées différemment; les théorèmes 8 et 9, par contre, sont intrinsèquement liés à la notion de $S4$- tsr ici définie.

(6) Tel, donc, que $\psi(Mf) = G\psi(f)$ pour toute $f \in F$.

(7) J. C. C. Mc Kinsey, *J. Symb. Log.*, 5, 1940, p. 117-134; *cf.* th., 21, p. 134.

(8) J. C. C. Mc Kinsey, *loc. cit.*, th. 16, p. 131.

(9) Par extension, aux préordres, de la terminologie relative aux ordres.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Intégration graphique de l'inverse d'une fonction.* Note (*) de M. **Jean E. Plainevaux**, transmise par M. Frans-H. van den Dungen.

Intégration graphique de l'inverse d'une fonction en coordonnées cartésiennes. Méthodes conduisant à des erreurs du troisième et du cinquième ordre. Cas de l'intégrale généralisée, la fonction devenant infinie à une borne d'intégration.

Les axes coordonnés utilisés sont orthogonaux bien que cette disposition ne soit pas indispensable.

La courbe $g = g(x)$ est tracée (*fig.* 1) dans le système d'axes Oxg; on désire calculer graphiquement l'intégrale :

$$y = \int \frac{dx}{g(x)}$$

prenant la valeur y_0 pour $x = x_0$. Plaçons le point A_0 de coordonnées x_0, $g(x_0)$ et attribuons-lui la cote y_0. On se propose de coter les points de la courbe $g(x)$ de telle manière qu'à l'aplomb d'une valeur de x soit inscrit sur la courbe la cote représentant la valeur de l'intégrale.

Donnons-nous un accroissement k de l'intégrale y qui prend dès lors la valeur $y_1 = y_0 + k$. A cet accroissement correspond un accroissement h cherché, de la variable x qui prend la valeur $x_1 = x_0 + h$. On a

$$(1) \qquad x_1 - x_0 = h = k\left(\frac{dx}{dy}\right)_0 + \frac{k^2}{2!}\left(\frac{d^2x}{dy^2}\right)_0 + \frac{k^3}{3!}\left(\frac{d^3x}{dy^3}\right)_0 + \frac{k^4}{4!}\left(\frac{d^4x}{dy^4}\right)_0 + \dots$$

les dérivées étant écrites en x_0 et pouvant d'ailleurs s'exprimer en fonction de $g(x)$ et de ses dérivées par rapport à x.

D'autre part, $(dx/dy)_{x_1}$ se développe suivant :

$$(2) \qquad \left(\frac{dx}{dy}\right)_1 = g(x_1) = \left(\frac{dx}{dy}\right)_0 + k\left(\frac{d^2x}{dy^2}\right)_0 + \frac{k^2}{2!}\left(\frac{d^3x}{dy^3}\right)_0 + \frac{k^3}{3!}\left(\frac{d^4x}{dy^4}\right)_0 + \dots$$

Multipliant (2) par $k/2$ et soustrayant de (1), on obtient

$$x_1 - x_0 = h = \frac{k}{2}\left[\left(\frac{dx}{dy}\right)_0 + \left(\frac{dx}{dy}\right)_1\right] - \frac{k^3}{12}\left(\frac{d^3x}{dy^3}\right)_0 - \frac{k^4}{24}\left(\frac{d^4x}{dy^4}\right)_0 - \ldots.$$

Dans cette expression, négligeons les termes à partir du troisième ordre en k; on obtient ainsi une valeur approchée de x_1 désignée par x_1^* :

$$(3) \qquad x_1^* - x_0 = \frac{k}{2}[g_0 + g_1^*],$$

en notant g_1^* la valeur de $g(x) = dx/dy$ au point x_1^*.

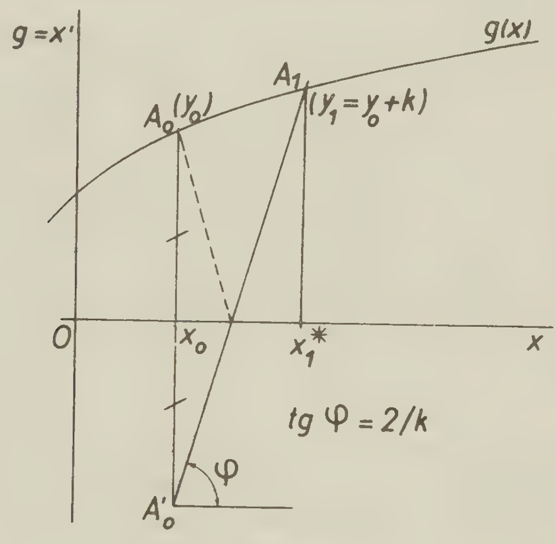


Fig. 1.

La relation (3) montre qu'on obtient le point A_1 dont l'abscisse vaut x_1^*, à la rencontre de la courbe $g(x)$ et de la droite de pente $2/k$ menée par A'_0 symétrique de A_0 par rapport à l'axe Ox. A partir de ce point A_1 auquel on attribue la cote $y_1 = y_0 + k$, on recommence les opérations graphiques.

On condense les constructions en menant par A_0 une droite de pente $-2/k$ jusqu'au point de rencontre avec l'axe Ox et en menant par ce point une droite de pente $2/k$ pour obtenir A_1 sur $g(x)$.

En construisant A_1 comme il vient d'être dit, on commet une erreur $\varepsilon = h^* - h$ avec $h^* = x_1^* - x_0$, dont la partie principale est du troisième ordre, l'infiniment petit principal étant k

$$\varepsilon = h^* - h = \frac{k^3}{12}\left(\frac{d^3x}{dy^3}\right)_0 = \frac{k^3}{12}[gg'^2 + g^2g'']_0.$$

La méthode se perfectionne comme suit : recommençons les opérations à partir de A_1 en opérant avec le même accroissement k; on obtient un point A_2

dont on désigne l'abscisse par x_2^*. Ensuite, à partir de A_0, construisons par la même méthode, le point A'_2 en opérant directement à l'intervention d'un accroissement $2k$ de l'intégrale; soit x_2^{**} l'abscisse de ce point. Le calcul montre qu'en choisissant pour valeur améliorée de l'abscisse

$$x_{2c} = x_2^* + \frac{1}{3}(x_2^* - x_2^{**}),$$

l'erreur est réduite au cinquième ordre.

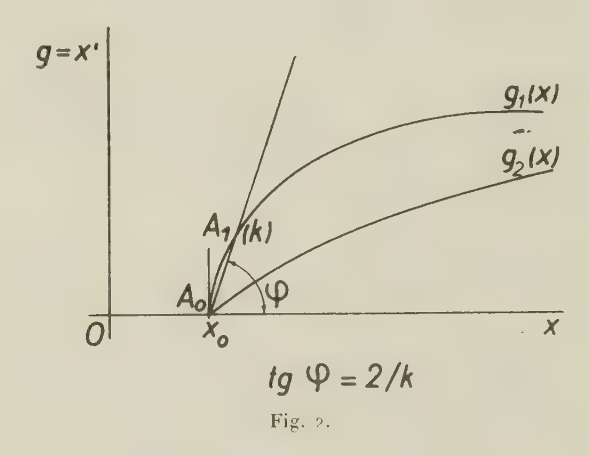


Fig. 2.

Cas de l'intégrale généralisée. — C'est ce qui se passe lorsque $g(x)$ s'annule en un point. Nous plaçons ce point à la borne inférieure d'intégration que nous désignons par x_0 (*fig.* 2). Si l'on mène par le point A_0 correspondant, une droite de pente $2/k$, cette droite ne rencontre une deuxième fois la courbe $g(x)$ — quand on choisit k très petit — que si la tangente à la courbe en A_0 est verticale. C'est la condition de convergence de l'intégrale. A la figure 2, la courbe $g_1(x)$ conduit à une intégrale convergente; il n'en est pas de même pour $g_2(x)$. Ayant attaché la valeur $y = 0$ au point A_0, on obtient A_1 où la valeur de l'intégrale est k. La suite des opérations d'intégration graphique est inchangée.

Essayant la méthode sur des fonctions connues, nous avons obtenu des précisions meilleures que le centième. A égalité de format de dessin, la méthode nous a donné des précisions de deux à quatre fois supérieures à la méthode des orthopôles de Grammel [1] qui est la seule à permettre le calcul des intégrales généralisées. Ce dernier procédé est d'ailleurs, en général, plus lent, car il nécessite le passage aux coordonnées polaires et le début de l'intégration par un point situé à l'infini.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) R. Grammel, *Ingenieur Archiv.*, **10**, 1939, p. 395-411.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur l'intégration de certaines fonctions caractéristiques simples ou composées.* Note de M. **Pierre Rosenstiehl**, présentée par M. Jean Leray.

Lorsque la fonction de répartition $F(x)$ d'une variable aléatoire positive X est telle que $\int_0^\infty dF(x)/x^n < \infty$, la valeur probable de $1/X^n$ où n est un entier, existe et peut toujours se déduire directement par une intégration convenable de la fonction caractéristique relative à X sans qu'il soit nécessaire de connaître la fonction de répartition de $1/X^n$. Le procédé est étendu au cas de plusieurs dimensions.

1. Soit une variable aléatoire réelle, toujours positive, X, de fonction de répartition $F(x)$, et de fonction caractéristique $\varphi(t)$.

Nous poserons

(1) $$m(t) = \varphi(-it) = \int_0^{+\infty} e^{tx}\, dF(x).$$

On sait que, si $E(X^p) < \infty$, ce moment est la valeur à l'origine de la $p^{\text{ième}}$ dérivée de $m(t)$.

Nous allons voir l'utilité de l'intégration faite à partir de $-\infty$. On a

(2) $$I^{(1)}(u) = \int_{-\infty}^{u} m(t)\, dt = \int_0^\infty \left[\int_{-\infty}^{u} e^{tx}\, dt\right] dF(x) = \int_0^\infty e^{ux} \frac{dF(x)}{x}.$$

Puisque $X > 0$,

$$|I^{(1)}(u)| \leq \int_0^\infty \frac{dF(x)}{x} = E\left\{\frac{1}{X}\right\}.$$

Si donc $E\{1/X\} < \infty$, l'intégrale $I^{(1)}(u)$ est absolument et uniformément convergente pour $u \leq 0$, et l'on remarque que

(3) $$I^{(1)}(u) = E\left\{\frac{1}{X}\right\}.$$

Considérons, plus généralement, l'intégrale multiple

(4) $$I^{(p)}(0) = \int_{-\infty}^{u} \int_{-\infty}^{u_{p-1}} \int_{-\infty}^{u_1} m(t)\, dt\, du_1 \ldots du_{p-1}.$$

Un calcul analogue au précédent donne

(5) $$I^{(p)}(u) = \int_0^{+\infty} e^{ux} \frac{dF(x)}{x^p}.$$

Si $E\{1/X^p\} = \int_0^\infty dF(x)/x^p$ a un sens, la somme (5) est uniformément et absolument convergente pour $u \leq 0$, et l'on remarque que

(6) $$I^{(p)}(0) = E\left\{\frac{1}{X^p}\right\}.$$

Donc :

Pour une variable aléatoire positive X, *de fonction de répartition* $F(x)$ *et de fonction caractéristique* $\varphi(t)$, *si la valeur probable d'une puissance de* X, *d'exposant entier négatif* $-p$, *est finie, elle s'obtient en intégrant p fois, de* $-\infty$ *à* o, *la fonction* $m(t)=\varphi(-it)$. *Si cette valeur probable n'existe pas, la formule* (6) *donne* $\infty=\infty$.

Application. — Si X a une densité de probabilité $f(x;\theta)=\theta e^{-\theta x}$ $(x \geq 0)$,

$$\varphi_x(t)=\frac{\theta}{\theta-it} \qquad \text{et} \qquad m_x(t)=\frac{\theta}{\theta-t}.$$

Nous savons que, pour un échantillon de grandeur n, de valeur moyenne vraie $\bar{x}$, la valeur la plus probable de θ est $\hat{\theta}=1/\bar{x}$. Nous constaterons le « biais » de cette estimation en comparant θ et $E\{\hat{\theta}\}=E\{1/\bar{x}\}$. Nous savons que

$$m_{\bar{x}}(t)=\left[m_x\left(\frac{t}{n}\right)\right]^n=(n\theta)^n(n\theta-t)^{-n} \quad (^1),$$

donc

$$E\left\{\frac{1}{\bar{x}}\right\}=\int_{-\infty}^{0} m_{\bar{x}}(t)\,dt=(n\theta)^n\left[\frac{(n\theta-t)^{1-n}}{n-1}\right]_{t=0}^{\infty}=\frac{n}{n-1}\theta,$$

d'où nous concluons que $\hat{\theta}$ est une estimation « biaisée ».

Plus généralement, si

(7) $$f(x)=\frac{1}{\alpha!\,\beta^{\alpha+1}}x^{\alpha}e^{-\frac{x}{\beta}} \qquad (x>0, \qquad \alpha>-1, \qquad \beta>0),$$

on a

$$\varphi(t)=(1-\beta it)^{-\alpha-1}, \qquad \text{donc} \quad m(t)=(1-\beta t)^{-\alpha-1}.$$

Les intégrales successives $I^{(p)}(0)$ sont :

$$E\left\{\frac{1}{X}\right\}=\frac{1}{\alpha\beta}, \qquad \text{avec} \quad \alpha>0,$$

$$E\left\{\frac{1}{X^2}\right\}=\frac{1}{\alpha(\alpha-1)\beta^2}, \qquad \text{avec} \quad \alpha>1,$$

et plus généralement

(8) $$E\left\{\frac{1}{X^p}\right\}=\frac{1}{\alpha(\alpha-1)\ldots(\alpha-n+1)\beta^n}, \qquad \text{avec} \quad \alpha>p-1.$$

Donc, la variable aléatoire X ayant une densité de probabilité de la forme (7), pour α donné, la valeur probable de X^{-p} est fournie par la formule (8) pour tout entier p tel que $p<\alpha+1$.

2. Extension au cas d'une variable aléatoire a plusieurs dimensions. — Le procédé d'intégration s'étend aisément à une loi de probabilité multiple. Si les X_i sont n variables aléatoires, indépendantes ou non, de même fonction carac-

téristique $\varphi(t_1, \ldots, t_i \ldots, t_n)$, la valeur probable de $\prod_{i=1}^{n} (X_i)^{p_i}$, si elle existe, s'obtient par une série de dérivations ou d'intégrations successives de $m(t_1, \ldots, t_i, \ldots, t_n) = \varphi(-it_1, \ldots, -it_i, \ldots, -it_n)$, selon que les exposants entiers p_i sont positifs ou négatifs.

Nous nous bornerons au cas de deux variables X et Y de densité $f(X, Y)$. Si $m(t_1, t_2) = \mathrm{E}\{e^{t_1 X + t_2 Y}\}$,

$$\int_{-\infty}^{0} \left[\frac{dm(t_1, t_2)}{dt_2}\right]_{t_2=0} dt_1 = \int_{-\infty}^{0} \left[\int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} f(x, y)\, y\, e^{t_1 x}\, dx\, dy\right] dt_1$$
$$= \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \frac{y}{x} f(x, y)\, dx\, dy.$$

donc

$$\int_{-\infty}^{0} \left[\frac{dm(t_1, t_2)}{dt_2}\right]_{t_2=0} dt_1 = \mathrm{E}\left\{\frac{Y}{X}\right\}, \quad \text{si cette valeur probable existe.}$$

Application. — Considérons la variable aléatoire $F = nU/mV$ où U et V sont indépendants, et distribués suivant la loi du χ^2, avec respectivement m et n degrés de liberté. La fonction caractéristique de la loi jointe de U et V est

$$\varphi(t_1, t_2) = (1 - 2it_1)^{-\frac{m}{2}} (1 - 2it_2)^{-\frac{n}{2}}.$$

Si $n > 2$, on en déduit

$$\mathrm{E}\left\{\frac{U}{V}\right\} = \left[\frac{d}{dt_1}(1 - 2t_1)^{-\frac{m}{2}}\right]_{t_1=0} \int_{-\infty}^{0} (1 - 2t_2)^{-\frac{n}{2}}\, dt_2 = \frac{m}{n-2},$$

c'est-à-dire

$$\mathrm{E}(F) = \frac{n}{n-2}.$$

On voit donc que la variance de la distribution de Student à n degrés de liberté ($n > 2$), est $n/(n-2)$.

(1) ALEXANDER MC FARLANE MOOD, *Introduction to the theory of statistics*, Mc Graw-Hill, 1950, p. 146, n° 28.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les processus vectoriels minimaux de rang maximal.* Note de M. **PESI MASANI**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

Nous donnons un résumé de notre extension aux processus stochastiques vectoriels stationnaires du théorème de Kolmogorov (1) sur un processus scalaire ayant une distribution spectrale dont l'inverse de la dérivée est sommable.

Nous conservons les notations et la terminologie des Notes précédentes (2), (3) et (4), notées I, A et B respectivement, dans la suite. Nous appelons un

processus stochastique (P. S.) stationnaire vectoriel $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ *minimal*, si $\mathbf{f}_n \notin \mathfrak{M}'_n$, où $\mathfrak{M}'_n$ est le sous-espace de $\mathfrak{M}_\infty$ engendré par tous les $\mathbf{f}_k$ tels que $k \neq n$. Soit

$$(1) \qquad \boldsymbol{\varphi}_n = \mathbf{f}_n - (\mathbf{f}_n \mid \mathfrak{M}'_n) \neq 0,$$

où $(\mathbf{f}_n \mathfrak{M}'_n)$ est la projection orthogonale de $\mathbf{f}_n$ sur $\mathfrak{M}'_n$. Puisque le processus est stationnaire, *cf.* A(1.1), nous avons $(\boldsymbol{\varphi}_n, \boldsymbol{\varphi}_n) = (\boldsymbol{\varphi}_0, \boldsymbol{\varphi}_0)$.

Nous appelons $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ *minimal et de rang maximal* si la matrice $(\boldsymbol{\varphi}_0, \boldsymbol{\varphi}_0)$ est définie positive. Dans ce cas

$$(2) \qquad \boldsymbol{\psi}_n = (\boldsymbol{\varphi}_0, \boldsymbol{\varphi}_0)^{-1} \boldsymbol{\varphi}_n$$

s'appelle *l'innovation normalisée bilatérale* de $\mathbf{f}_n$. D'après (2) il s'ensuit que les suites $(\boldsymbol{\psi}_n)_{-\infty}^{+\infty}$, $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ sont *biorthogonales*, c'est-à-dire que

$$(3) \qquad (\boldsymbol{\psi}_m, \mathbf{f}_n) = \delta_{mn} \mathbf{I}.$$

D'autre part, un P. S. minimal et de rang maximal est non determiné et de rang maximal (*cf.* I, § 6); donc par A(2.5) nous pouvons obtenir

$$\boldsymbol{\psi}_n = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{D}_k \mathbf{h}_{n+k},$$

où $\mathbf{D}_k$ est le $k^{\text{ième}}$ coefficient de Taylor de l'inverse $\boldsymbol{\Phi}^{-1}(z)$, $|z| < 1$, de la fonction génératrice, et $\mathbf{h}_n$ est l'innovation normalisée (ordinaire). Puisque $(\mathbf{h}_m, \mathbf{h}_n) = \delta_{mn} \mathbf{I}$, il s'ensuit que $\sum_0^\infty$ trace $(\mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^*) < \infty$. De cette manière nous obtenons le

Théorème 4. — *Si le P. S. $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ est minimal et de rang maximal, la réciproque $\boldsymbol{\Phi}^{-1}$ de sa fonction génératrice appartient à L_2^{0+}.*

Par I, (7.8), (7.11), $\mathbf{F}' = \boldsymbol{\Phi}\boldsymbol{\Phi}^*$ p.p., pour tout P. S. non déterminé de rang maximal, et par conséquent pour tout P. S. minimal et de rang maximal. Donc le théorème 4 montre que $\mathbf{F}'^{-1} \in L_1$ pour tout processus de ce type. Réciproquement, soit $\mathbf{F}'^{-1} \in L_1$, $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ est évidemment non déterminé et de rang maximal [*cf*, I, (7.10)]. Donc, d'après la décomposition de Wold [I, (6.11), (6.12), (7.11)]

$$\mathbf{f}_n = \mathbf{u}_n + \mathbf{v}_n = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{C}_k \mathbf{h}_{n-k} + \mathbf{v}_n, \qquad \mathbf{F}'_u = \mathbf{F}' = \boldsymbol{\Phi}\boldsymbol{\Phi}^*, \quad \text{p.p.}$$

Puisque $\mathbf{F}'^{-1} \in L_1$, nous avons $\mathbf{F}'^{-1} \in L_{2,\mathbf{F}_u}$. Donc, par A, (2.4), il existe une fonction aléatoire χ_0 correspondante dans l'espace $\mathfrak{U}_\infty$ engendré par les $\mathbf{u}_k$. Nous pouvons montrer que $\chi_0 \in \mathfrak{M}_\infty$, $\chi_0 \perp \mathfrak{M}'_0$ et (χ_0, χ_0) est définie positive.

Il s'ensuit que $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ est minimal et de rang maximal. Donc (*cf.* [I, th. 24]).

Théorème 5. — *$(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{+\infty}$ est minimal et de rang maximal si et seulement si la dérivée $\mathbf{F}'$ de sa distribution spectrale est inversible p. p. et $\mathbf{F}'^{-1} \in L_1$.*

Le théorème 4 montre que la fonction $\mathbf{Y}_\nu$ définie dans A (2.9), qui correspond dans le domaine spectral au préviseur $\hat{\mathbf{f}}_\nu$, appartient à L_1. Son $k^{\text{ième}}$ coefficient de Fourier $\mathbf{E}_{\nu\lambda}$ est à nouveau donné par A [3.2(*b*)] en fonction des coefficients de la fonction génératrice $\mathbf{\Phi}$ et de son inverse. Ainsi le problème est à nouveau de déterminer $\mathbf{\Phi}$.

Ces résultats seront développés dans un autre périodique.

(1) A. Kolmogorov, *Bull. Math. Univ.*, Moscou, 2, n° 6, 1941, 40 pages.
(2) N. Wiener et P. Masani, *Acta Math.*, 98, 1957, p. 111-150.
(3) N. Wiener et P. Masani, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1492.
(4) N. Wiener et P. Masani, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1655.

ÉLASTICITÉ. — *Cas particuliers de l'Élasticité finie.*

Note (*) de M. **Paul Anglès d'Auriac**, présentée par M. Henri Villat.

Cette Note fait suite aux deux précédentes (1) dont nous conservons les notations.

Si l'on pose

$$\underset{dx}{-}\!\circ\!\overset{d\xi}{-} = K\ \overset{a}{-}\!\circ\!\overset{b}{-}$$

$$\overset{\sigma}{-}\!\circ\!\overset{\sigma}{-} = \sigma\!-\!\!- + \overset{s}{-}\!\circ\!\overset{s}{-}$$

K, homothétie ;

$\overset{a}{-}\!\circ\!\overset{b}{-}$, transformation à volume constant ;

$\sigma\!-\!\!-$, contrainte isotrope moyenne ;

$\overset{s}{-}\!\circ\!\overset{s}{-}$, déviateur de contrainte satisfaisant à

$$\boxed{\overset{s}{-}\!\circ\!\overset{s}{-}} = 0.$$

On a toujours dans une transformation infinitésimale

(1) $$\frac{dW}{\Omega_0} = 3\sigma\, dK + K \left\{ \overset{s}{-}\ \overset{db}{-}\!\circ\!\overset{da}{-} \;\; \overset{s}{-}\ \overset{\dot b}{-}\!\circ\!\overset{\dot a}{-} \right\}$$

avec

dW, variation d'énergie élastique ;

Ω_0, volume à l'état neutre ;

$\overset{\dot a}{-}\!\circ\!\overset{\dot b}{-}$, inverse de $\overset{a}{-}\!\circ\!\overset{b}{-}$.

Loi décomposable. — Nous entendons par là une loi de la forme

(2) $$W = W_1(K) + W_2\left(\overset{a}{-}\!\circ\!\overset{b}{-}\right).$$

Les expériences à faire pour vérifier si (2) est satisfait sont :

— soit de vérifier que σ ne dépend que de K, c'est-à-dire que la compressibilité est indépendante du changement de forme ;

— soit de vérifier que $K \overset{s}{-}\!\bigcirc\!\overset{s}{-}$ ne dépend que de $\overset{a}{-}\!\bigcirc\!\overset{b}{-}$.

Seule la deuxième méthode est pratiquement applicable à un corps de très faible compressibilité. Grâce à elle, nous avons effectivement constaté que le caoutchouc (essayé par nous) satisfaisait à (2). En plus de cette première simplification, le caoutchouc essayé obéit sensiblement à la loi ci-après :

Loi simple d'un caoutchouc (isotrope). — Soit a_1, a_2, a_3 les scalaires principaux de la déformation $a = (l + \Delta l)/l$.

Soient α_1, α_2, α_3 les logarithmes de a_1, a_2, a_3.

Soient σ_1, σ_2, σ_3 les scalaires principaux de la contrainte.

La loi du caoutchouc ne fait intervenir que deux constantes A et B :

(3) $$\sigma_1 = A(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) + B\alpha_1\, e^{-(\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3)}, \quad \ldots$$

La relation (2) satisfait à la condition d'intégrabilité. En tenant compte du fait que $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$ est voisin de zéro, on peut la remplacer par la relation approchée

(4) $$\sigma_1 = A(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) + B\alpha_1.$$

Et si l'on suppose $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 0$ on a la relation approchée de Hencky

(5) $$\sigma_1 = \sigma + B\alpha_1, \qquad \ldots,$$

où σ est une pression isotrope arbitraire.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 1962 et 2101.

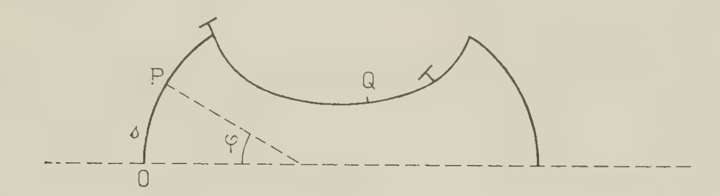
ÉLASTICITÉ — *Régularisation des contraintes et déformations dans une enveloppe mince cylindrique de révolution renforcée soumise à une pression normale uniforme.* Note (*) de M. **Georges Salet**, présentée par M. Émile-Georges Barrillon.

1. Soit une enceinte de révolution de faible épaisseur renforcée en certains parallèles par des renforts de révolution dont la méridienne est définie par la fonction $\varphi = f(s)$, φ étant l'angle de la normale à la méridienne avec l'axe de révolution et s la longueur d'arc.

Soit d'autre part $\varphi = f(s) + g(s)$ l'équation de la méridienne déformée après application à l'intérieur de l'enceinte d'une pression normale uniforme p. Les contraintes en tous les points de l'enveloppe peuvent s'exprimer en fonction de $f(s)$ et de $g(s)$ et de leurs trois premières dérivées.

D'autre part $g(s)$ satisfait à une équation linéaire du 4eme ordre dont les coefficients sont des fonctions facilement calculables de $f(s)$ et de ses trois premières dérivées.

On peut montrer d'autre part que les valeurs de g, g', g'', g''' immédiatement à droite d'un point singulier de la méridienne (discontinuité de courbure, angulaire ou d'épaisseur, renfort de révolution) sont des fonctions linéaires des valeurs immédiatement à gauche dont on peut calculer les coefficients.



Il en résulte que les valeurs de g, g', g'' et g''' en un point quelconque Q de la méridienne sont des fonctions linéaires des valeurs en un autre point quelconque P dont les coefficients ne dépendent que des caractéristiques de l'arc PQ, que cet arc contienne ou non des singularités.

Les matrices correspondant à ces transformations linéaires peuvent être calculées dans tous les cas et l'on en déduit une méthode générale de calcul des contraintes dans de telles enveloppes.

2. Si l'on considère une enveloppe cylindrique régulièrement renforcée, la matrice de transformation permettant de passer des valeurs à droite du premier renfort à celles situées à droite du $n^{ième}$ se présente sous la forme $\|I\|^n$, $\|I\|$ étant la matrice permettant de passer d'un renfort au suivant. Par application de la formule de Duncan et Collar, on peut la mettre sous la forme

$$\|I\|^n = \lambda_1^n \|I_1\| + \lambda_2^n \|I_2\| + \lambda_3^n \|I_3\| + \lambda_4^n \|I_4\| + \lambda_5^n \|I_5\|,$$

les matrices $\|I_i\|$ étant indépendantes de n.

On démontre facilement que $\lambda_5 = 1$.

Selon les cas, λ_1, λ_2, λ_3, λ_4 sont des nombres réels de la forme ρ_1, $1/\rho_1$, ρ_2, $1/\rho_2$ ou des nombres imaginaires de la forme $\rho e^{\pm i\varphi}$, $1/\rho\, e^{\pm i\varphi}$ qu'on peut calculer à partir des caractéristiques de l'enveloppe et des renforts. La connaissance de ρ_1 et ρ_2 ou de ρ et φ est suffisante pour connaître la manière dont les contraintes tendent vers leurs valeurs limites lorsque n augmente indéfiniment [1].

(*) Séance du 31 mars 1958.

[1] Pour plus de détails, *voir* le Mémoire de même titre destiné à l'*Association Technique Maritime et Aéronautique*.

AÉRODYNAMIQUE. — *Soufflerie pour étude des anémomètres à fil chaud utilisés en turbulence.* Note de M[lle] **Geneviève Comte-Bellot** et M. **Jean Mathieu**, présentée par M. Henri Villat.

Une soufflerie fournit un jet d'air dont la vitesse moyenne et la température moyenne sont homogènes et réglables; des grilles sont à volonté introduites et créent une turbulence cinématique ou thermique. Les poussières sont efficacement éliminées à l'aide de filtres en papier.

En vue de recherches ultérieures relatives à des écoulements turbulents nous avons entrepris une étude expérimentale des anémomètres à fil chaud utilisés selon un montage à « Intensité Constante ». A cet effet, nous avons construit une soufflerie auxiliaire qui présente une grande souplesse de fonctionnement.

La figure montre le circuit aérodynamique qui comprend essentiellement :

— un préfiltre formé de plaques de matière plastique ondulées et perforées;

— un filtre constitué par des dièdres en papier d'alfa et d'amiante plissé qui semble avoir une efficacité de 99,95 % pour les particules de dimensions 0,3 μ;

— une batterie de chauffe (0 à 17 kW) avec chambre d'homogénéisation;

— un ventilateur avec registre de réglage et vanne de décharge;

— un tronçon à section constante où peuvent être placés à volonté : grillages tranquillisateurs, nids d'abeilles, grilles à barreaux plats ou à fils chauffants (0 à 2 kW);

— un convergent de rapport de contraction 16.

Les caractéristiques du jet sont, à la section droite de sortie qui est un cercle de diamètre 12 cm :

1° Vitesse moyenne : de 1 à 45 m/s, uniforme à 0,5 % près dans un cercle de diamètre 11 cm.

2° Température moyenne : l'élévation de température du jet par rapport à l'air ambiant est au maximum de 50°C et elle est constante à ± 0,5 % près dans un cercle de diamètre 8 cm; cette précision est due à la chambre d'homogénéisation et au brassage du ventilateur; elle était difficile à obtenir à l'aide d'une batterie uniformément chauffée et traversée par un courant d'air uniforme comme nous avons pu le constater lors d'essais de mise au point où des écarts de 10 % ont été relevés, ordre de grandeur d'ailleurs signalé dans (1).

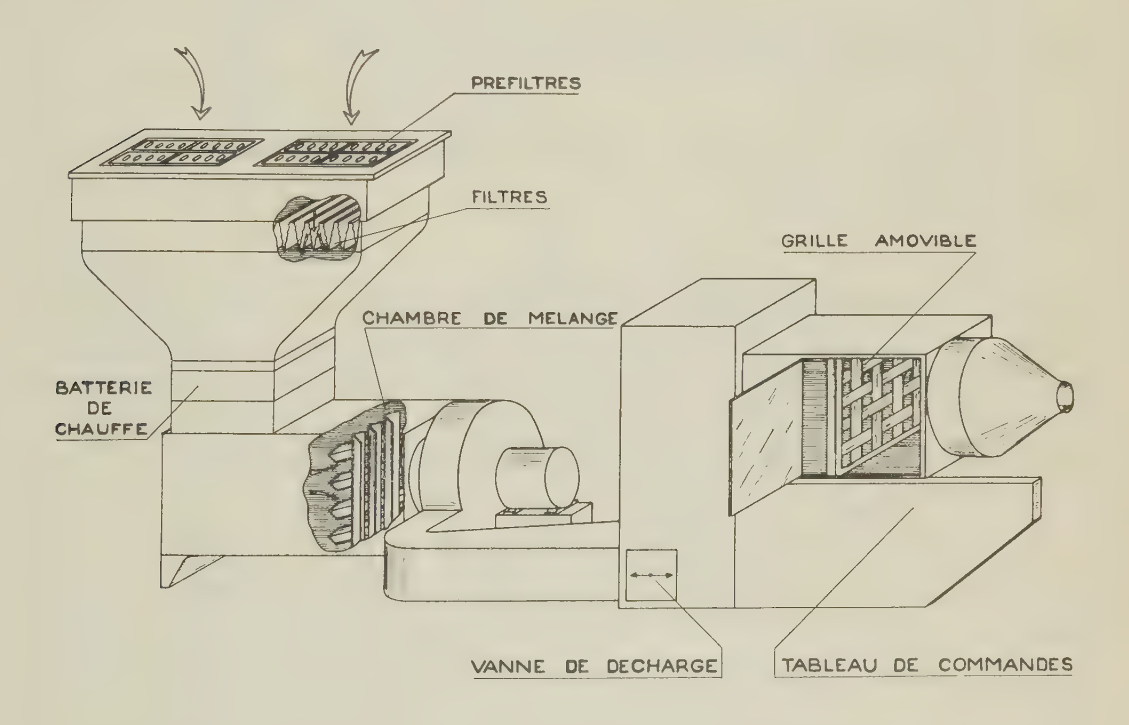
3° Intensité de turbulence :

a. Avec nids d'abeilles et grillages tranquillisateurs, $\sqrt{\overline{u^2}}/U$ est inférieure à 0,2 %, u étant la fluctuation longitudinale instantanée de vitesse et U la vitesse moyenne. Avec les grilles à barreaux plats, elle est de l'ordre de 2 %;

b. Avec simplement la batterie de chauffe, la valeur quadratique moyenne $\sqrt{\overline{\theta^2}}$ des fluctuations de température est inférieure à 0,04°C. Avec la grille à turbulence thermique $\sqrt{\overline{\theta^2}}$ atteint 0,7°C.

4° Élimination des poussières :

Dans l'air non filtré la différence de potentiel aux bornes des fils chauds augmente d'environ 0,1 % par minute, ce qui entraîne une réduction de leurs sensibilités d'environ 1 % par minute. Cette dérive est réduite à 1 % par demi-heure à l'aide de grillages ou de tissus fins et huilés; mais les poussières de dimensions inférieures à 0,5 μ sont difficilement arrêtées et par ailleurs l'air peut contenir de l'huile ([2]);



Avec les filtres utilisés nous avons constaté que la différence de potentiel aux bornes de fils droits mais non tendus, reste constante à 0,1 % près et leurs coefficients de sensibilité à ± 1 % près pendant au moins 5 h de fonctionnement; les fils sont alors retirés parfaitement propres. Par ailleurs, la nature et la grande surface des filtres rendent leur colmatage négligeable après plusieurs mois de service.

([1]) A. L. Kistler, V. O'Brien et S. Corrsin, *J. A. S.*, 23, 1956, p. 96.

([2]) D. C. Collis, *The Aeronautical Quarterly*, 4, 1952, p. 93-102.

HYDRAULIQUE. — *Étude par analogie électrique de parafouilles disposés sous un barrage.* Note (*) de MM. **Jean Nougaro**, **Jean Gruat** et **Jean-Jacques Comier**, transmise par M. Léopold Escande.

Exposé des variations du coefficient de débit d'infiltration sous un barrage muni ou non de parafouilles. Conclusions concernant la position et les dimensions du parafouille.

Dans une Note récente ([1]), nous avons indiqué les principes d'une analogie électrique pour l'étude du coefficient de débit α d'infiltration d'un parafouille.

Le calculateur analogique est réalisé comme le montre la figure 1. Le modèle est tracé sur papier Télédeltos puis soigneusement découpé.

Une mesure préliminaire permet de déterminer la valeur de la résistivité ρ du papier.

En appelant a la résistance interne de l'ampèremètre, le coefficient α est déterminé par la relation

$$\alpha = \frac{\rho I_0}{V - a I_0}.$$

Sur un même modèle en place il est possible d'étudier les variations de α en fonction de divers paramètres, par exemple, de la longueur du parafouille par rapport à l'épaisseur de la couche perméable située sous le radier du barrage.

Une étude systématique permet de définir la précision de l'appareil. En différentiant logarithmiquement la relation donnant α, on obtient

$$\left|\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right| \leq \left|\frac{\Delta\rho}{\rho}\right| + \frac{V}{V - aI_0}\left\{\left|\frac{\Delta V}{V}\right| + \left|\frac{\Delta I_0}{I_0}\right| + \frac{aI_0}{V}\left|\frac{\Delta a}{a}\right|\right\}.$$

L'évaluation des erreurs sur ρ, I, V et a peut être effectuée de la même manière.

Des expériences ont été faites en considérant un barrage démuni de parafouille.

Ces études ont été réalisées en faisant varier la longueur l de la zone d'infiltration en amont du barrage et la longueur L du radier de celui-ci (*fig.* 2). Les valeurs du rapport l/L adoptées sont voisines de 7, 9, 12 et 18.

Dans chacun de ces cas, nous avons étudié, de plus, l'influence sur α de l'épaisseur D, de la couche perméable située sous le radier du barrage, vis-à-vis de L. Les valeurs du rapport L/D ont ainsi varié de 1/6 à 5.

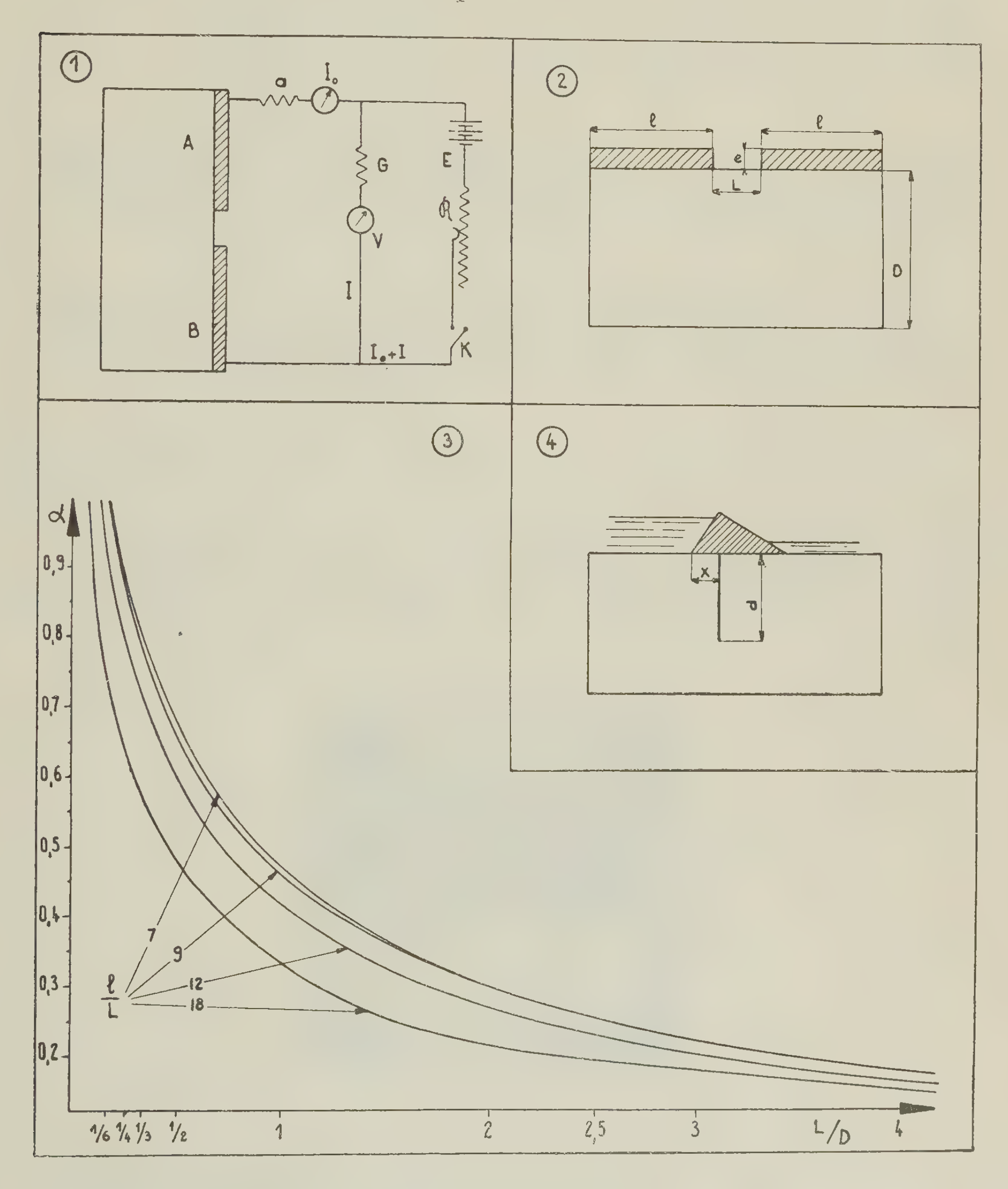
Les résultats obtenus sont traduits par les courbes de la figure 3. Elles précisent les variations du coefficient de débit suivant les valeurs des rapports L/D et l/D.

En considérant le type de modèle défini par $l/L = 9$, nous avons étudié l'influence d'un ou plusieurs parafouilles. Ceux-ci sont définis par leur longueur

d comparée à D et par leur position relative repérée par l'abscisse X (*fig.* 4).

Ces études systématiques nous ont conduits aux conclusions suivantes :

a. Dans le cas d'un parafouille de longueur donnée, le gain obtenu sur α augmente quand la position du parafouille varie du milieu aux extrémités



du radier où il est maximum. Pour une position donnée, α décroît très lentement lorsque *d* augmente. Par exemple pour $d/D = 7/8$, α n'est que la moitié de la valeur correspondante au barrage sans parafouille.

b. Il apparaît intéressant de munir le barrage de deux parafouilles; le

meilleur résultat sera obtenu en les plaçant à chacune des extrémités du radier. L'influence d'un troisième parafouille ne semble pas très marquée, à moins d'atteindre des valeurs importantes pour le rapport d/D.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 1661.

BALISTIQUE. — *Sur l'existence d'une discontinuité de raréfaction à l'aval d'une onde de détonation.* Note (*) MM. **Jean Berger** et **Jean Viard**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Utilisation d'une méthode de marquage de la matière pour étudier l'écoulement des produits de détonation d'un explosif solide : mise en évidence d'une discontinuité de raréfaction à la fin de la zone de réaction suivie d'une détente polytropique caractérisée par une célérité du son à l'équilibre chimique non figé.

1. *Dispositif expérimental.* — On a utilisé la méthode précédemment décrite (1) : une tranche de matière est marquée en insérant une feuille de plomb mince (0,02 mm) dans une section à 45° d'une cartouche prismatique d'explosif; la feuille de plomb est entraînée par les gaz brûlés à leur vitesse u; on prend une radiographie éclair (0,4 μs — 170 kV) lorsque l'onde de détonation de vitesse D a légèrement dépassé le milieu O de la feuille de plomb.

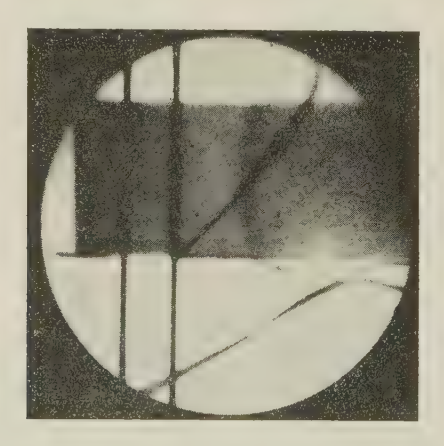


Fig. 1.

Le déplacement dans la zone perturbée est une mesure de la composante de la vitesse moyenne u à l'aval de l'onde de détonation. Pour une onde à contour apparent circulaire (2) et une vitesse matérielle constante, il a été montré que le profil pris par la feuille de plomb est une ellipse qui se déduit du cercle par une affinité de rapport u/D. Le souci d'avoir une connaissance précise de la

position initiale de la feuille de plomb a conduit à superposer sur un même cliché une radio avant tir à la radio éclair (*fig.* 1).

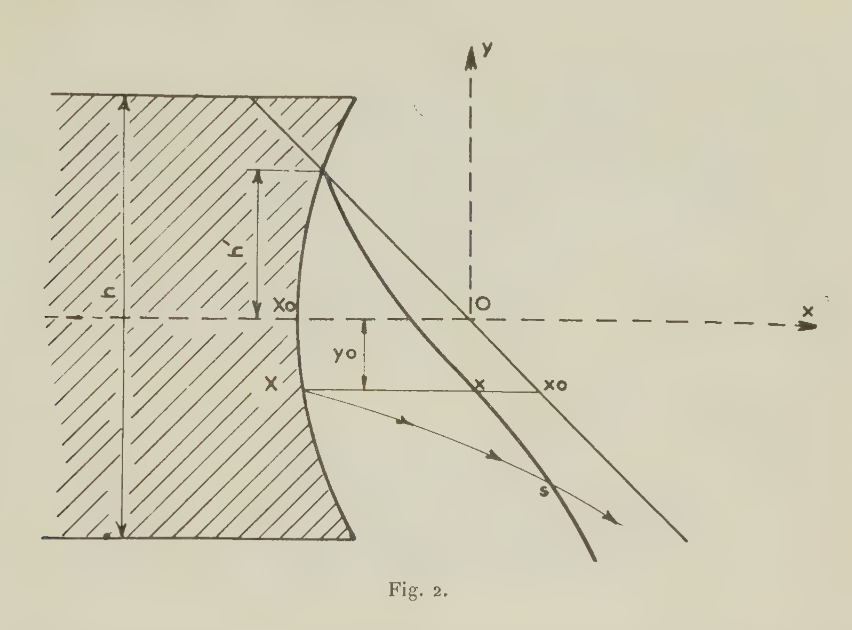


Fig. 2.

2. *Dépouillement.* — Le profil expérimental de la feuille de plomb à l'instant de la radiographie est repéré dans un système d'axes $\overrightarrow{Ox}$, $\overrightarrow{Oy}$ (*fig.* 2); le calcul

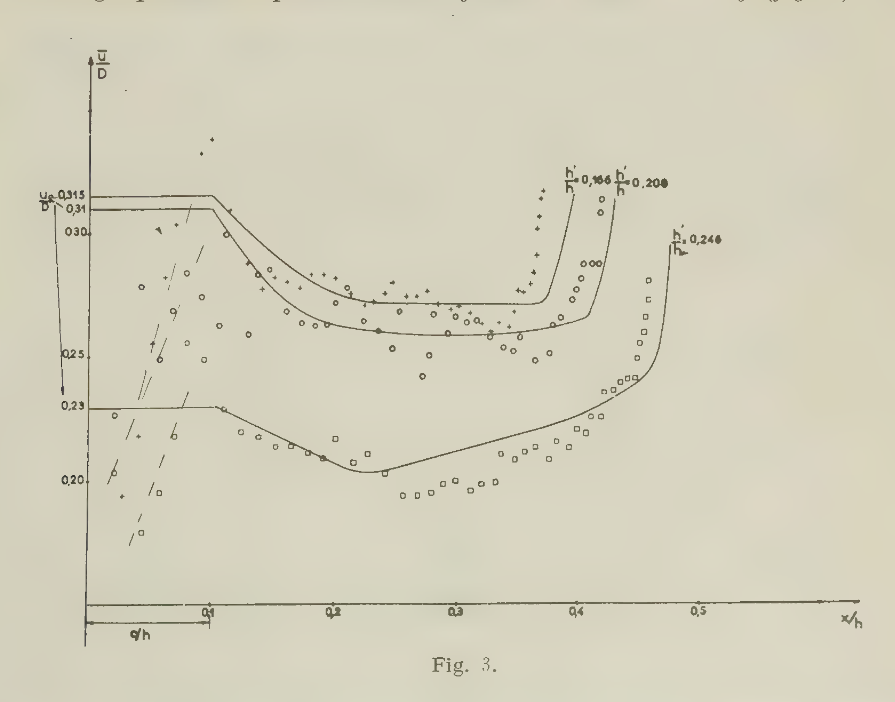


Fig. 3.

d'une série d'ellipses osculatrices au profil expérimental permet, compte tenu

d'une mesure préalable du rayon de courbure R du front de détonation, d'obtenir avec précision la position du front de détonation par son abscisse X_0; la valeur locale de la composante horizontale moyenne de la vitesse matérielle est alors $\bar{u} = D(x - x_0)/(X - x_0)$.

Les valeurs expérimentales du rapport $\bar{u}/D$ en fonction de l'abscisse sont représentées (*fig.* 3) pour trois essais sur cartouche prismatique à base carrée de côté $h = 30$ mm, de longueur 15 cm constituée par un explosif composé de tolite et d'hexogène allégé ($\rho_0 = 0{,}87$ g/cm³; $D = 3\,950$ m/s).

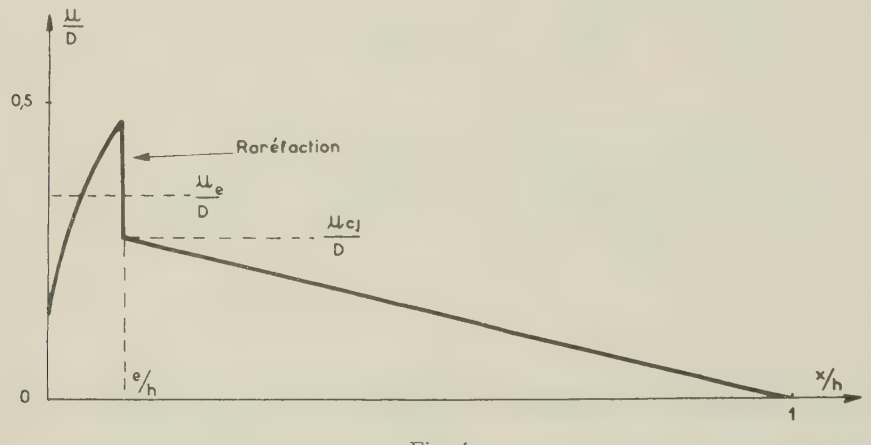


Fig. 4.

3. *Interprétation.* — Pour rendre compte de la distribution des points expérimentaux, on a effectué un tracé des lignes de courant (graduées en vitesse) pour un écoulement plan bidimensionnel polytropique d'exposant $\Gamma = 2{,}8$, les conditions aux limites amont étant soniques sur le cercle de rayon R (dans les cas étudiés $R \# h$). La particule de plomb « initialement au point $(x_0 y_0)$ » se trouve au moment de la radio au point d'abscisse curviligne s sur la ligne de courant issue du point (X, y_0).

On peut ainsi restituer le profil de la feuille de plomb et tracer une courbe théorique $(\bar{u}/D)(x)$ directement comparable aux points expérimentaux. La coïncidence ne peut s'obtenir que si le cercle sonique se trouve décalé par rapport au front de détonation d'une longueur $e \# 0{,}1\, h$ et si la valeur moyenne $u_e/D = (1/e)\int_0^e (u/D)\, dx$ dans la zone ainsi limitée est choisie de manière à faire coïncider la courbe expérimentale avec la courbe théorique au point $x = e$. Dans ces conditions, il apparaît en ce point une discontinuité de pente pour la courbe $(\bar{u}/D)(x)$ et par suite une discontinuité pour la valeur locale u de la vitesse matérielle.

Ce saut de vitesse déjà envisagé par Langweiler [3] peut s'interpréter comme résultant d'une discontinuité de deuxième espèce dans l'équation d'état des

produits de détonation au moment où la phase solide disparaît; la possibilité théorique d'un choc de raréfraction analogue a été étudiée pour expliquer les résultats concernant les transitions dynamiques de phase dans les métaux ([4]).

La célérité du son correspondant à l'exposant polytropique Γ choisi est en bon accord avec celle calculée à l'équilibre chimique dans les conditions de Chapman-Jouguet ($\Gamma_{cj} = 2{,}86$); l'existence d'une discontinuité de raréfaction permet d'abandonner l'argumentation tendant à imposer la vitesse du son figée dans les conditions C — J ([5]).

Le profil des vitesses axiales correspondant aux présentes mesures est schématisé sur la figure 4 : la zone de réaction se termine par un choc de raréfaction précédant une détente polytropique; ce schéma est en accord avec la présence d'une zone dense bien délimitée observée sur les radiographies.

(*) Séance du 9 avril 1958.

([1]) J. Viard, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1619.
([2]) M. A. Cook et Coll., *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 269.
([3]) H. Langweiler, *Z. Tech. Phys.*, 19, 1938, p. 271.
([4]) W. E. Drummond, *J. Appl. Phys.*, 28, 1957, p. 9.
([5]) J. G. Kirkwood et W. W. Wood, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 11.

RELATIVITÉ. — *Solution générale des équations* $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$. *Expression de la connexion affine en fonction du tenseur fondamental* $g_{\mu\nu}$ *non dissocié.* Note (*) de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

On détermine la solution générale des équations $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$ en fonction du tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$ non dissocié en ses parties symétrique et antisymétrique. Pour cela on explicite la connexion affine $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ au moyen de symboles de Christoffel généralisés.

1. *Principe.* — Les équations d'Einstein :

$$g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} \equiv \partial_\rho g_{\mu\nu} - \Delta^{\sigma}_{\mu\rho} g_{\sigma\nu} - \Delta^{\sigma}_{\rho\nu} g_{\mu\sigma} = 0 \tag{1}$$

permettent de déterminer la connexion affine $\Delta^{\sigma}_{\mu\nu}$ en fonction du tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$. Nous avons explicité la solution générale de (1) en fonction de

$$\left\{\begin{array}{llll} & \gamma_{\mu\nu} = g_{\underline{\mu\nu}}, & \varphi_{\mu\nu} = g_{\underset{\vee}{\mu\nu}} & \\ \gamma = \det \gamma_{\mu\nu}, & \varphi = \det \varphi_{\mu\nu}, & \gamma\gamma^{\mu\nu} = \text{mineur}\, \gamma_{\mu\nu}, & \varphi\varphi^{\mu\nu} = \text{mineur}\, \varphi_{\mu\nu} \end{array}\right. \tag{2}$$

et déterminé ses conditions d'existence ([1]).

L'expression ainsi obtenue présente l'inconvénient de dissocier le tenseur fondamental en ses composantes symétrique et antisymétrique que le principe même de la théorie s'efforce de rassembler. D'autre part, l'extension de cer-

tains problèmes de Relativité générale se présente de façon beaucoup plus naturelle si la connexion affine est exprimée en fonction du tenseur $g_{\mu\nu}$ non dissocié.

Nous déterminons la connexion affine $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ en fonction de symboles de Christoffel généralisés que nous définirons ainsi :

$$(3)\qquad \boxed{[\mu\nu, \rho] = \frac{1}{2}(\partial_\mu g_{\rho\nu} + \partial_\nu g_{\mu\rho} - \partial_\rho g_{\mu\nu}),}$$

le premier et le second indice du symbole intervenant toujours en premier et second indice du tenseur $g_{\mu\nu}$. Ces symboles permettent d'écrire les identités

$$(4)\qquad \partial_\rho g_{\mu\nu} \equiv [\mu\rho, \nu] + [\rho\nu, \mu]$$

qui sont une extension des définitions riemanniennes.

D'autre part, ces symboles ont les propriétés suivantes :

$$(5)\qquad [\underline{\mu\nu}, \rho] = \frac{1}{2}(\partial_\mu g_{\underline{\rho\nu}} + \partial_\nu g_{\underline{\rho\mu}} - \partial_\rho g_{\underline{\mu\nu}}) = [\mu\nu, \rho]_\gamma,$$

$$(6)\qquad [\underset{\vee}{\mu\nu}, \rho] = \frac{1}{2}(\partial_\mu g_{\underset{\vee}{\rho\nu}} + \partial_\nu g_{\underset{\vee}{\mu\rho}} + \partial_\rho g_{\underset{\vee}{\nu\mu}}) = -\frac{1}{2}\varphi_{\mu\nu\rho}.$$

2. *Notations.* — Pour obtenir la solution générale de (1) en fonction des $g_{\mu\nu}$ scindés, nous avions défini des notations « barres » :

$$(7)\qquad A_{\overline{\mu}} = \varphi_{\mu\rho}\gamma^{\rho\sigma}A_\sigma, \qquad A_{\overline{\overline{\mu}}} = \varphi_{\mu\rho}\gamma^{\rho\sigma}A_{\overline{\sigma}}, \qquad \ldots,$$

$$(8)\qquad A_{\underline{\mu}} = \gamma_{\mu\rho}\varphi^{\rho\sigma}A_\sigma, \qquad A_{\underline{\underline{\mu}}} = \gamma_{\mu\rho}\varphi^{\rho\sigma}A_{\underline{\sigma}}, \qquad \ldots$$

qui permettent d'établir les formules de réduction

$$(9)\qquad A_{\overline{\overline{\overline{\mu}}}} = -\frac{\varphi}{\gamma}A_\mu - \frac{1}{\gamma}(g - \gamma - \varphi)A_{\overline{\overline{\mu}}}, \qquad A_{\overline{\underline{\mu}}} = -A_\mu.$$

D'une manière analogue nous introduirons les notations suivantes

$$(10)\qquad A_{\hat{\mu}} = g_{\mu\rho}g^{\rho\sigma}A_\sigma, \qquad A_{\hat{\hat{\mu}}} = g_{\mu\rho}g^{\rho\sigma}A_{\hat{\sigma}}, \qquad \ldots,$$

$$(11)\qquad A_{\underset{\vee}{\mu}} = g_{\rho\mu}g^{\sigma\rho}A_\sigma, \qquad A_{\underset{\vee\vee}{\mu}} = g_{\rho\mu}g^{\sigma\rho}A_{\underset{\vee}{\sigma}}, \qquad \ldots.$$

qui conduisent aux formules de réduction

$$(12)\qquad A_{\hat{\hat{\mu}}} = pA_{\hat{\mu}} + 2(1 - q)A_\mu + pA_{\underset{\vee}{\mu}} - A_{\underset{\vee\vee}{\mu}}, \qquad A_{\underset{\vee}{\hat{\mu}}} = A_\mu,$$

en posant

$$(13)\qquad p = 4\left(\frac{\gamma}{g} - \frac{\varphi}{g}\right), \qquad q = 4\left(\frac{\gamma}{g} + \frac{\varphi}{g}\right).$$

Enfin, ces notations permettent de définir

$$(14)\qquad A_{\tilde{\mu}} = A_{\hat{\mu}} + A_{\underset{\vee}{\mu}} = 2\left(1 - \frac{2\varphi}{g}\right)A_\mu + \frac{4\gamma}{g}A_{\overline{\overline{\mu}}}, \qquad A_{\tilde{\tilde{\mu}}} = A_{\hat{\hat{\mu}}} + A_{\underset{\vee}{\tilde{\mu}}}, \qquad \ldots,$$

$$(15)\qquad A_{\underset{\sim}{\mu}} = A_{\hat{\mu}} - A_{\underset{\vee}{\mu}} = \frac{4\gamma}{g}A_{\tilde{\mu}} + \frac{4\varphi}{g}A_{\underline{\mu}}, \qquad A_{\underset{\approx}{\mu}} = A_{\underset{\sim}{\hat{\mu}}} - A_{\underset{\underset{\sim}{\vee}}{\mu}}, \qquad \ldots,$$

expressions qui satisfont en particulier

(16) $$\Lambda_{\underset{\approx}{\mu}} = 2(2-q)\Lambda_{\mu} + p\Lambda_{\underset{\sim}{\mu}}.$$

3. *Résolution de* $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$. — Posons

(17) $$\Delta^{\sigma}_{\mu\rho} = (g^{\sigma\lambda} + g^{\lambda\sigma})\,\overline{\Delta}_{\mu\rho,\lambda},$$

et substituons dans (1). Il vient

(18) $$\partial_{\rho} g_{\mu\nu} = \overline{\Delta}_{\mu\rho,\nu} + \overline{\Delta}_{\rho\nu,\mu} + \overline{\Delta}_{\mu\rho,\underset{\vee}{\nu}} + \overline{\Delta}_{\rho\nu,\hat{\mu}} = [\mu\rho,\,\nu] + [\rho\nu,\,\mu].$$

En combinant les relations en $\hat{\mu}$ et en $\underset{\vee}{\nu}$ formées à partir des permutations circulaires de (18), on obtient

(19) $$\overline{\Delta}_{\nu\mu,\rho} + \overline{\Delta}_{\nu\mu,\underset{\vee}{\rho}} + \overline{\Delta}_{\hat{\nu}\hat{\mu},\rho} + \overline{\Delta}_{\hat{\nu}\hat{\mu},\hat{\rho}} = 2\,C_{\mu\nu,\rho}$$

en posant

(20) $$2\,C_{\nu\mu,\rho} = [\mu\rho,\,\hat{\nu}] + [\rho\hat{\nu},\,\mu] + [\nu\mu,\,\rho] + [\mu\rho,\,\nu] + [\rho\hat{\nu},\,\hat{\mu}] + [\hat{\nu}\hat{\mu},\,\rho].$$

Posons maintenant

(21) $$\Delta_{\mu\nu,\rho} = \frac{1}{2}(g_{\rho\sigma} + g_{\sigma\rho})\,\Delta^{\sigma}_{\mu\nu}.$$

On a d'après (17) et (14) :

(22) $$2\,\Delta_{\mu\nu,\rho} = (g_{\rho\sigma} + g_{\sigma\rho})\,(g^{\sigma\lambda} + g^{\lambda\sigma})\,\overline{\Delta}_{\nu\mu,\lambda} = 2\,\Delta_{\mu\nu,\rho} + \overline{\Delta}_{\mu\nu,\hat{\rho}}.$$

En formant $(19)_{\rho} = (19)_{\hat{\rho}}$, on obtient alors

(23) $$\Delta_{\nu\mu,\rho} + \Delta_{\hat{\nu}\hat{\mu},\hat{\rho}} = C_{\mu\nu,\rho} + C_{\mu\nu,\hat{\rho}}.$$

Pour résoudre (23), formons $(23)_{\underset{\hat{}}{\hat{\hat{\rho}}}}$ et tenons compte des formules de réduction (14). On obtient ainsi :

(24) $$-\left(\Delta'_{\hat{\hat{\nu}}\hat{\hat{\mu}},\rho} + \Delta'_{\underset{\vee\vee}{\nu\mu},\rho}\right) - p\left(\Delta'_{\hat{\nu}\hat{\mu},\rho} + \Delta'_{\underset{\vee\vee}{\nu\mu},\rho}\right) + 2(1-q)\,\Delta'_{\nu\mu,\rho} = K_{\nu\mu,\rho}$$

avec

(25) $$\Delta'_{\nu\mu,\rho} = \Delta_{\nu\mu,\rho} - C_{\nu\mu,\rho}, \qquad K_{\nu\mu,\rho} = k_{\nu\mu,\rho} - k_{\hat{\nu}\hat{\mu},\rho}$$

et

(26) $$k_{\nu\mu,\rho} = -(C_{\hat{\nu}\hat{\mu},\rho} + p\,C_{\nu\mu,\rho}) - \left(C_{\underset{\vee\vee}{\nu\mu},\hat{\rho}} + p\,C_{\underset{\vee\vee}{\nu\mu},\hat{\rho}}\right) + C_{\nu\mu,\underset{\vee}{\rho}} + C_{\underset{\vee\vee}{\nu\mu},\hat{\rho}}$$

Enfin, en passant aux notations (14), l'équation (24) à résoudre s'écrit finalement

(27) $$(p+q)\left\{\alpha\,\Delta'_{\nu\mu,\rho} + \beta\,\Delta'_{\tilde{\nu}\tilde{\mu},\rho} + \zeta\left(\Delta'_{\tilde{\nu}\mu,\rho} + \Delta'_{\nu\tilde{\mu},\rho}\right)\right\} = \pi_{\nu\mu,\rho},$$

avec

(28) $$\begin{cases} 2\,\pi_{\nu\mu,\rho} = -2(1-q)\,K_{\nu\mu,\rho} + \left(K_{\hat{\nu}\underset{\vee\vee}{\mu},\rho} + K_{\underset{\vee\vee}{\nu}\hat{\hat{\mu}},\rho}\right) + p\left(K_{\hat{\nu}\underset{\vee}{\mu},\rho} + K_{\underset{\vee}{\nu}\hat{\mu},\rho}\right), \\ \alpha = 2(2q-3)(p-q), \qquad \beta = p(1-p), \qquad \zeta = p(2q-p-2). \end{cases}$$

Elle conduit, après calculs, à la solution suivante :

$$(29)\qquad \left(\frac{p+q}{2}\right)^4 (a^2+b^2)\,\Delta'_{\nu\mu,\rho} = (2p^2-p-2q)\,\pi_{\nu\mu,\rho} - p\left(\pi_{\tilde{\nu}\mu,\rho}+\pi_{\nu\tilde{\mu},\rho}\right) - \frac{p(1+p)}{2q-p-3}\left\{(1-p)^2\pi_{\nu\mu,\rho}+(1-p)\times\left(\pi_{\tilde{\nu}\mu,\rho}+\pi_{\nu\tilde{\mu},\rho}\right)+\pi_{\tilde{\nu}\tilde{\mu},\rho}\right\}.$$

avec

$$(30)\qquad \begin{cases} a = \dfrac{g}{2\gamma}(2q-2-p) = \left(2-\dfrac{g}{\gamma}+\dfrac{6\varphi}{\gamma}\right), \\ b = \dfrac{g}{4\gamma}\sqrt{\dfrac{g}{\gamma}}\sqrt{\dfrac{p-q}{2}}\,(p+2q-4) = \dfrac{2\sqrt{\varphi}}{\sqrt{-\gamma}}\left(3-\dfrac{g}{\gamma}+\dfrac{\varphi}{\gamma}\right), \\ \dfrac{p+q}{2} = \dfrac{4\gamma}{g}. \end{cases}$$

Les quantités a et b sont celles que nous avons déjà introduites ([1]) et désignées par les mêmes notations. Les conditions d'existence

$$(31)\qquad \gamma(a^2+b^2)\neq 0$$

se réduisent ainsi aux conditions explicitées dans la résolution des équations (1) en fonction des $\gamma_{\mu\nu}$ et des $\varphi_{\mu\nu}$.

La discussion montre qu'il est toujours possible de trouver une solution sauf pour

$$(32)\qquad \gamma=0 \quad \text{ou} \quad \varphi=0, \quad g=2\gamma.$$

La condition $2q-p-3\neq 0$ qu'impose (29) est toujours réalisée dans le cas où la méthode générale de résolution peut s'appliquer. Il convient en effet de considérer à part les cas particuliers où les coefficients α, β ou ζ de (27) sont nuls.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) M. A. Tonnelat, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 512. *Cf.* aussi *J. Phys. Rad.* 16, 1955, p. 21.

ÉLECTRICITÉ. — *Évolution de la résistance électrique des lames minces de cobalt.* Note (*) de Mme **France Savornin**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Les lames minces de cobalt déposées par vaporisation sous vide sur support de verre à 175° présentent une évolution spontanée différente de celle des lames déposées sur support à la température ambiante. De plus, toute ces lames (épaisseur : 2 à 21 mμ) finissent par présenter un coefficient de température positif, même si à l'origine elles montraient les caractères de lames granulaires.

On a étudié la variation de résistance électrique de lames minces de cobalt

préparées par vaporisation thermique en vue de recherches sur la f. é. m. thermoélectrique de couples : lame mince de Co/Ag massif [1].

A. *Influence du facteur temps :* évolution spontanée. — Les lames ont été déposées dans le vide (10^{-5} mm Hg environ) sur des supports plans en verre maintenus à la température ambiante (16 à 22°) ou à une température de 175° ± 5°, puis étudiées immédiatement dans le même vide, sans exposition à l'air, et suivies pendant quelques heures en les maintenant à cette même température. La figure 1 représente les résultats : les nombres portés sur les courbes sont les résistances initiales R_0, en ohms.

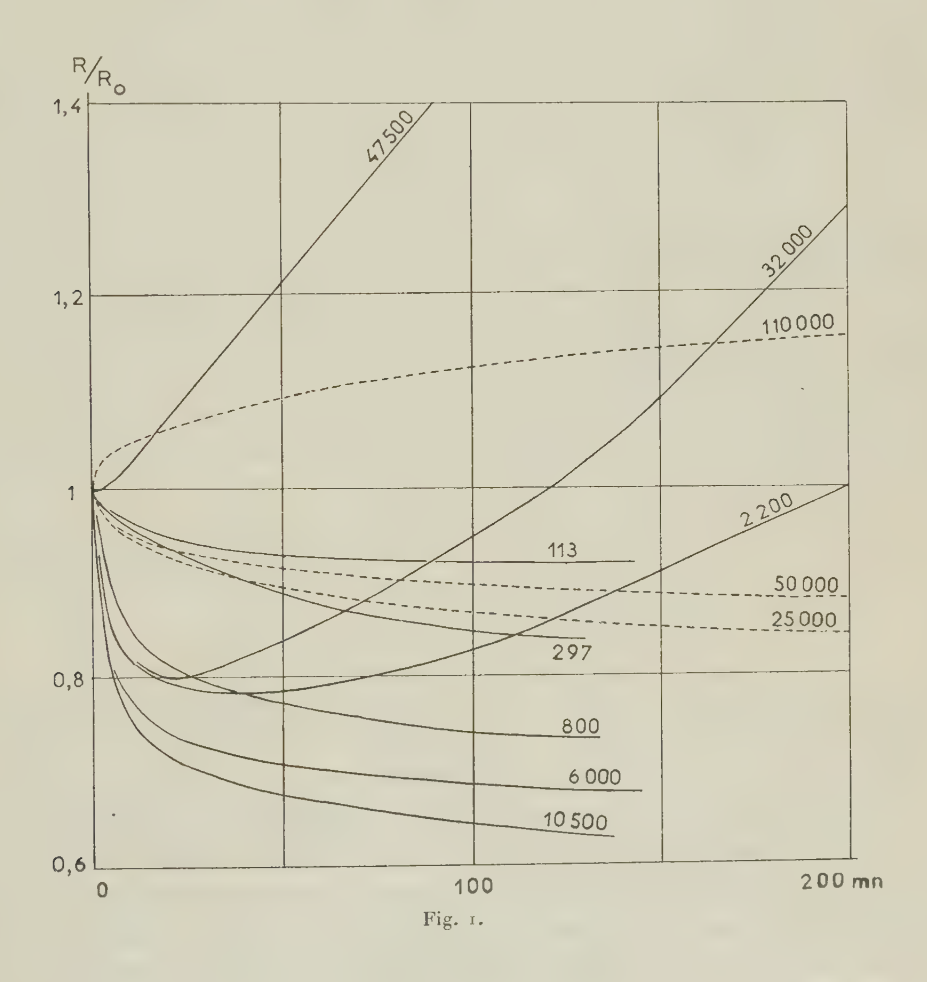


Fig. 1.

Pour les lames déposées à la température ambiante (courbes en tirets), on retrouve les résultats déjà connus pour d'autres métaux : le coefficient de temps $\delta = (1/R)(\partial R/\partial t)$ est positif pour les lames très minces (épaisseur : < 7 ou 8 mμ), et négatif pour les autres. Après un temps donné d'évolution spontanée, le rapport R/R_0 est d'autant plus grand que R_0 est aussi plus grand, c'est-à-dire que la lame est plus fine.

Pour les lames déposées sur support à 175°, les résultats sont nettement différents (courbes en traits pleins).

Les lames continues à coefficient δ négatif (épaisseur : de 7 à 40 mμ) montrent un rapport R/R_0 d'autant plus grand que R_0 est plus *petit*, c'est-à-dire que la lame est plus épaisse (lorque les résistances indiquées sur la figure passent de 10 500 à 113 Ω, les épaisseurs croissent de 7 à 40 mμ).

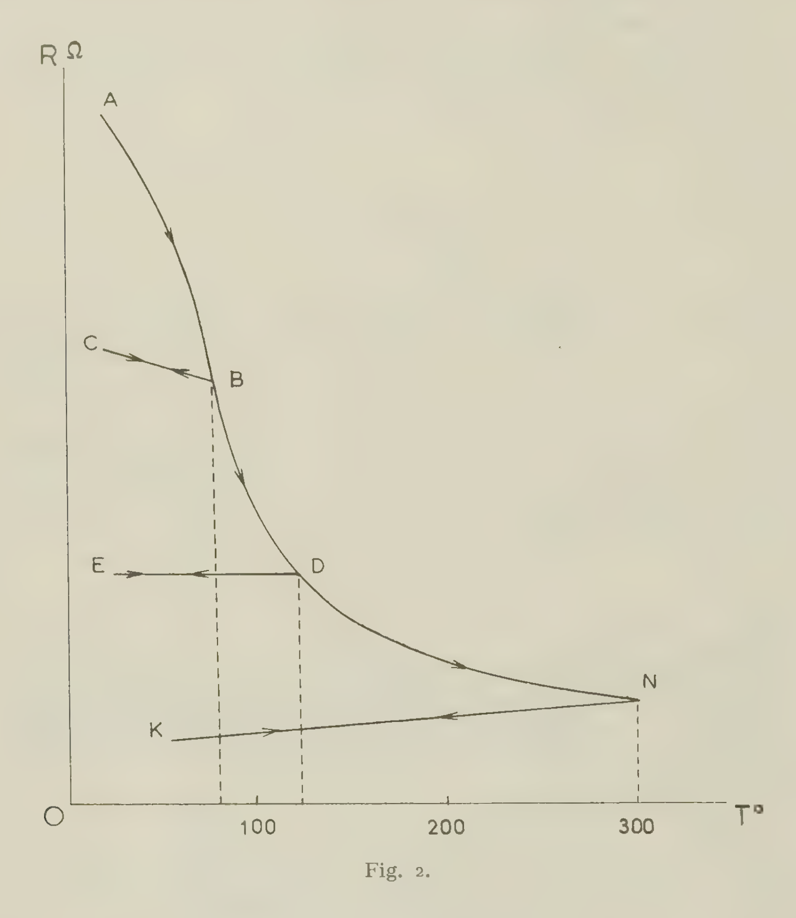


Fig. 2.

Les lames plus fines ont une évolution qui diffère également du premier cas : la résistance R commence par diminuer, passe par un minimum puis augmente, atteignant de nouveau sa valeur initiale, puis la dépassant. δ est donc successivement négatif, nul, puis positif. Le temps qui sépare la naissance de la lame du moment où elle reprend sa valeur initiale est d'autant plus court que la lame est plus fine (200 mn pour 10 mμ, 120 pour 8,5 et 3 pour 6 mμ).

On remarque que les lames de 7 à 10 mμ peuvent évoluer, soit comme des lames continues ($\delta < 0$), soit comme des lames granulaires ($\delta < 0$ puis > 0). Ce sont sans doute des lames poreuses, et l'on se trouve dans le domaine critique.

B. *Influence de la température.* — Après leur évolution spontanée, les lames ont subi un premier échauffement portant progressivement leur température T

de la valeur ambiante aux environs de 300°C. Pour toutes les lames étudiées, la courbe $R = f(T)$ a l'allure générale représentée sur la figure 2.

La courbe AN est irréversible. Mais lors du premier échauffement si l'on revient d'une certaine température à la température ambiante, on parcourt des branches telles que CB, DE, NK, qui sont réversibles; le coefficient de température $\alpha' = (1/R)(\partial R/\partial T)$ peut être négatif (CB), nul (DE) ou positif (KN), selon les cas étudiés. Dans ce qui suit j'appelle α_{100} par exemple, le coefficient α pour la courbe réversible obtenue entre 100° et la température ambiante.

Pour toutes les lames étudiées déposées sur support à la température ambiante (épaisseurs : de 2 à 21 mµ), le coefficient α_{250} ou α_{300} devient positif, même si α_{100} (jusqu'à 12 mµ), ou même α_{200} (jusqu'a 5 mµ) était encore négatif. De plus, la valeur de α_{300} croît avec l'épaisseur des lames (4.10^{-4} pour 2 mµ, 45.10^{-4} pour 21 mµ) pour atteindre une valeur correspondant à celle du cobalt massif.

Pour les lames déposées sur support à 175°, le résultat est le même : α devient positif après échauffement à 280°, même pour des lames qui présentent à l'origine toutes les caractéristiques des lames lacunaires ($\delta > 0$, $\alpha < 0$).

Il semble donc que le premier échauffement produise une transformation de la couche, qui tend à devenir continue, soit par évolution de l'état amorphe à l'état cristallisé, soit par agglomération des cristallites, soit par glissement des agrégats qui en se rejoignant formeraient un fond continu pour les lames granulaires, celles-ci prenant alors les propriétés de lames continues.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) F. Savornin, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1969 et **245**, 1957, p. 147.

ÉLECTRICITÉ. — *Évolution d'une sphérule solide électrisée faisant partie d'un nuage électrisé en expansion dans un brouillard.* Note (*) de MM. **Marcel Pauthenier**, **Robert Cochet** et **Jean Dupuy**, transmise par M. Eugène Darmois.

La présence d'une quantité importante de sphérules électrisées dans un brouillard près du sol crée un champ électrique suffisamment intense (1) pour que les forces électriques deviennent parfois très supérieures aux forces de pesanteur.

Nous avons défini par « coefficient de captation » γ d'une particule sphérique A qui tombe dans un brouillard le rapport de l'aire effectivement balayée par une particule sphérique pendant sa chute dans un brouillard à l'aire géométrique balayée.

Nous avons déjà étudié le coefficient de captation d'une gouttelette d'eau

électrisée tombant dans un brouillard sous l'action de la pesanteur seule [2], [3] et [4].

Il suffit d'ajouter maintenant la force électrique verticale $\vec{F} = Q_0 \vec{E}$ dans l'expression de la vitesse $\vec{V}'_0$ relative de la sphérule électrisée A par rapport à l'air.

Avec les notations de [4] (D, diamètre de A; δ_1 sa masse spécifique) :

$$3\pi\delta'\nu D\vec{V}'_0 = \frac{\pi}{6}D^2\delta_1\vec{g} + Q_0\vec{E}.$$

D'où

$$\vec{V}'_0 = \frac{\delta_1\vec{g}D^2}{18\delta'\nu} + \frac{Q_0\vec{E}}{3\pi\delta'\nu D}. \tag{1}$$

1. Nous pouvons calculer, par exemple, comme dans [4] le cas simple où *l'on peut négliger, en première approximation l'influence de l'écoulement de l'air autour de la particule* A *et celle de l'inertie des gouttelettes de brouillard.*

Dans la conséquence de l'équation (6) du chapitre IV [4] il suffit de remplacer

$$\frac{\delta g(D^2 - d^2)}{18\delta'\nu} \quad \text{par} \quad \frac{g(\delta_1 D^2 - \delta_2 d^2)}{18\delta'\nu} + \frac{Q_0 E}{3\pi\delta'\nu D}$$

(δ_2, masse spécifique des gouttelettes d'eau).

En posant encore pour simplifier l'écriture

$$\alpha = \frac{3}{2\pi}\lambda\frac{d^2Q_0^2}{\left[g(\delta_1 D^2 - \delta_2 d^2) + \dfrac{6Q_0E}{\pi D}\right]},$$

le coefficient de captation γ prend alors la valeur

$$\gamma = \frac{4}{D^2}\left[\frac{45}{16}\frac{\lambda d^2 Q_0^2}{g(\delta_1 D^2 - \delta_2 d^2) + \dfrac{6Q_0E}{\pi D}}\right]^{\frac{2}{5}}. \tag{2}$$

La *courbe en pointillé* de la figure représente la variation du coefficient de captation en fonction du diamètre D des particules électrisées A dans le cas numérique usuel suivant : (δ_1, masse spécifique de A)

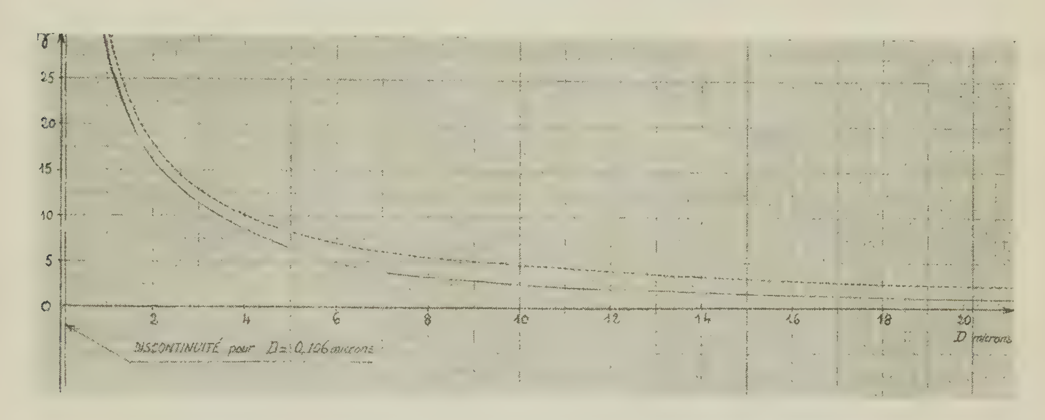
$$\delta_1 = \frac{5}{2}, \qquad Q_0 = \frac{3}{4}E_0 D^2 \qquad \text{avec} \quad E_0 = 10 \text{ C. G. S.},$$
$$E = 1 \text{ C. G. S.} \qquad \text{avec} \quad d = 4\,\mu, \qquad \delta_2 = 1, \qquad \lambda = 1.$$

2. *Calculons maintenant le coefficient de captation* γ *d'une sphérule électrisée dans le cas général.* — La méthode utilisée est la même que celle déjà discutée au chapitre V [4]; il suffit de donner à V'_0 la valeur obtenue par l'équation (1).

Les valeurs numériques trouvées montrent que l'équation (2) s'applique assez bien pour les sphérules A dont les diamètres sont inférieurs à 2 μ.

Pour les valeurs de D supérieures à 2 μ, il est nécessaire de faire le calcul graphique complet. Celui-ci a donné la *courbe en trait plein* de la figure dans la même application numérique que ci-dessus. La présence du nuage électrisé améliore nettement le balayage du brouillard. Il faut noter aussi que des sphérules A non électrisées auraient un coefficient de captation pratiquement nul.

3. *Grossissement de la sphérule électrisée dans un champ électrique.* — Il convient pour compléter l'analyse ci-dessus de *tenir compte du grossissement des sphérules électrisées* A *au cours de leur chute dans le champ électrique.*



Coefficient de captation γ initial d'une sphérule A électrisée en fonction de son diamètre.

Le grossissement se calcule comme indiqué au chapitre VI [4]. La distance z parcourue pour que le diamètre de la sphérule électrisée A passe de D_0 à D_1 admet pour expression

$$z = \frac{2\delta_2}{m_1}\int_{D_0}^{D_1}\frac{V'_0}{V_0\gamma}\,dD \tag{3}$$

(m_1 teneur en eau liquide du brouillard), et la durée du parcours :

$$t = \frac{2\delta_2}{m_1}\int_{D_0}^{D_1}\frac{1}{V_0\gamma}\,dD; \tag{4}$$

relations dans lesquelles

$$V'_0 = \frac{D_0^3(\delta_1-\delta_2)+D^3\delta_2}{18\,\delta'\nu D}g + \frac{Q_0 E}{3\pi\,\delta'\nu D} \qquad \text{et} \qquad V_0 = V'_0 - \frac{d^2\,\delta_2\,g}{18\,\delta'\nu} \tag{5}$$

Le calcul de γ se fait en calculant V'_0 à partir de (5).

Les calculs sont longs et nous ne ferons des applications numériques qu'après les premiers résultats expérimentaux.

Les premiers calculs de γ montrent que les petites sphérules (de l'ordre du micron) ne sont utilisables que si elles sont plus fortement chargées que dans les conditions habituelles. On prévoit donc une utilisation dans la région de

diamètres 4 à 12 μ (calibres fréquents dans les cendres vitrifiées des Centrales thermiques).

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) M. Pauthenier et L. Demon, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 722.

(2) M. Pauthenier et R. Cochet, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 213.

(3) M. Pauthenier et N. Loutfoullah, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 953.

(4) M. Pauthenier et R. Cochet, *Rev. Gén. Électr.*, **62**, 1953, p. 255-262.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Étude expérimentale du rayonnement d'une fente fine parcourue par une onde progressive.* Note (*) de M. **Jacques Ernest**, présentée par M. Camille Gutton.

Cette Note décrit la méthode de mesure du rayonnement d'une fente fine parcourue par une onde progressive de vitesse de phase variant avec la fréquence. Elle donne les diagrammes de rayonnement pour deux fréquences dans le cas d'une fente remplie ou non de diélectrique.

Dans une Note précédente, nous avons calculé le rayonnement d'une fente parcourue par une onde progressive dont la vitesse de phase varie avec la fréquence. Les résultats expérimentaux suivants permettent de vérifier la validité des hypothèses sur lesquelles reposent ces calculs.

Une première série d'expériences a permis de mesurer la constante de propagation $\Gamma = \gamma + iK_z$, dans une ligne dont la section droite est une fente rectangulaire, de largeur a et de hauteur b, pratiquée dans un plan métallique (P).

Cette ligne est excitée au moyen d'une boucle perpendiculaire à l'axe Oz, alimentée par un générateur couvrant la gamme 400-1200 MHz. Une sonde, constituée d'un fil de cuivre de 5 cm de long et 2/10e de millimètre de diamètre, et d'un cristal détecteur, permet de mesurer la composante transversale du champ électrique régnant à une distance de 1 mm du plan (P).

Nous mesurons la vitesse de phase $v_\varphi = 2\pi f/Kz$, f étant la fréquence d'excitation, en déplaçant un pont de court-circuit le long de l'axe longitudinal de la ligne et en observant le système d'ondes stationnaires ainsi créé. La sonde de mesure est laissée à 5 cm de l'entrée de la ligne.

Nous mesurons l'affaiblissement linéique γ, en déplaçant la sonde le long de l'axe Oz et en traçant, pour chaque fréquence, la courbe représentant la variation de l'amplitude du champ $|E|$ en fonction de $|Z|$. La ligne est chargée en extrémité par des plaques graphitées figurant approximativement son impédance caractéristique.

Dans ces conditions, le champ mesuré en un point z résulte de la composition d'une onde directe et d'une onde de retour, la charge d'extrémité introduisant un coefficient de réflexion de faible valeur. Le taux d'ondes stationnaires ne dépasse cependant jamais la valeur de 1,4. La courbe $|E(z)|$ a donc

l'allure d'une exponentielle décroissante à laquelle se superposent des oscillations de période $\lambda z/2$. La courbe moyenne fournit une détermination de γ suffisamment approchée.

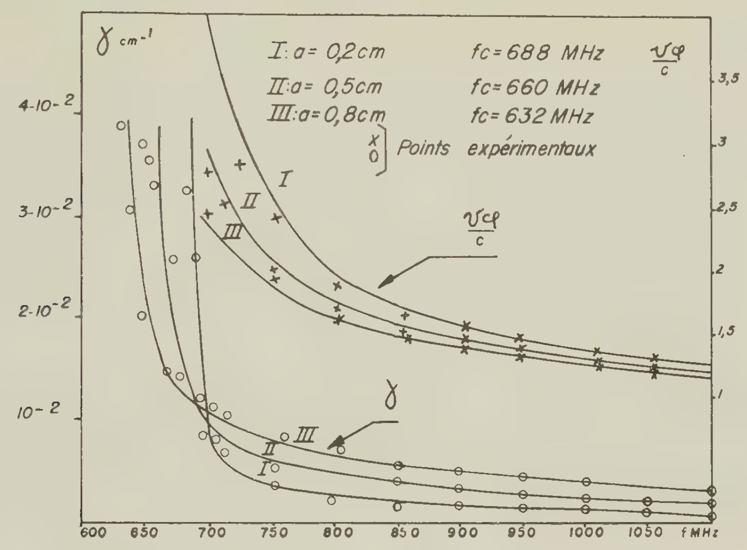


Fig. 1. — Vitesse de phase et affaiblissement linéique d'une ligne à fente remplie d'air.

Les mesures ont porté sur une ligne à fente de largeur uniforme, remplie ou non de diélectrique. Nous avons tracé les courbes théoriques représentant les

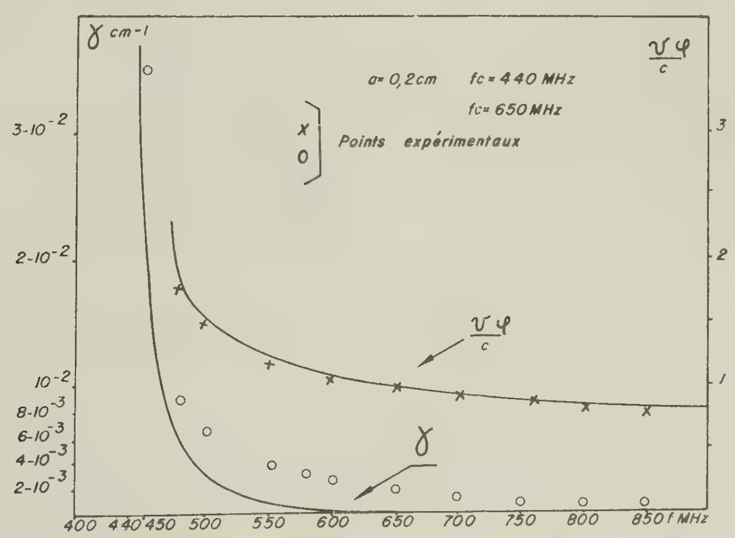


Fig. 2. — Vitesse de phase et affaiblissement linéique d'une ligne à fente remplie de diélectrique (plexiglass).

variations de γ et de v_φ/c en fonction de la fréquence. Nous avons porté les points expérimentaux sur la même figure.

Fente sans diélectrique (*fig.* 1). — Caractéristiques géométriques : longueur, L = 100 cm ; hauteur, $b = 10,5$ cm ; largeur a, 0,2 cm à 688 MHz, 0,5 cm à 660 MHz et 0,8 cm à 632 MHz.

La fréquence de coupure f_c est déterminée à partir de quelques points expérimentaux.

Fente avec diélectrique (*fig.* 2). — La fente est remplie de plexiglass. Quelques points expérimentaux suffisent pour déterminer la valeur de ε et la nouvelle valeur de f_c. On constate que γ atteint une valeur très faible ($\gamma \simeq 10^{-3}$ cm^{-1}) pour une fréquence voisine de $f_c\sqrt{\varepsilon/(\varepsilon-1)}$.

L'écart constaté entre les résultats expérimentaux et la théorie est vraisemblablement dû aux pertes diélectriques dans l'isolant.

Caractéristiques géométriques : longueur, L = 100 cm ; largeur, $a = 0,2$ cm ; hauteur, $b = 10,5$ cm.

Caractéristiques électriques : $\varepsilon = 1,85$; $f_c = 440$ MHz ; $f = 650$ MHz.

Diagrammes de rayonnement. — Les vérifications expérimentales précédentes nous permettent de prévoir la forme d'une ligne présentant dans le plan perpendiculaire à (P) contenant Oz, un diagramme de rayonnement fixé à l'avance.

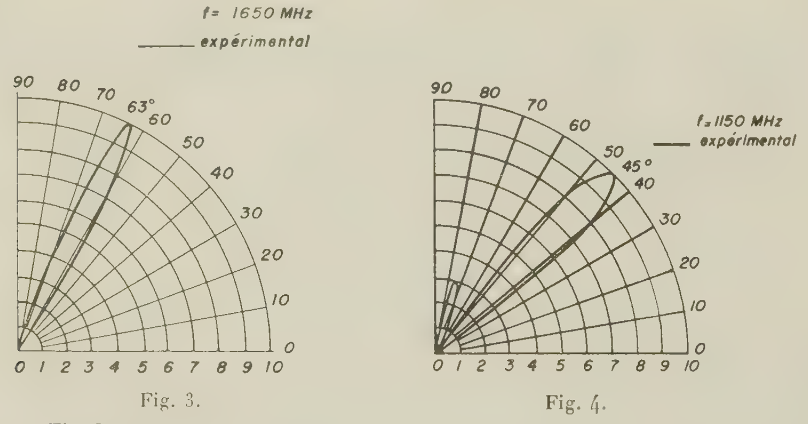


Fig. 3. — Diagramme de rayonnement d'une ligne à fente remplie d'air.
Fig. 4. — Diagramme de rayonnement d'une ligne à fente remplie de diélectrique (alkatène).

Nous admettons que chaque élément dz de la ligne rayonne, dans ce plan, comme un doublet. Nous avons donné à la ligne une forme telle que chacun de ces doublets rayonne la même énergie. La largeur a est alors une fonction hyperbolique de k :

$$a = \frac{a_0}{1 - 2\gamma_0 z}, \qquad \text{avec} \qquad \gamma_0 = \frac{\pi}{c}\,\frac{a_0}{b}\,\frac{f_c^2}{\sqrt{f^2 - f_c^2}}.$$

Soit θ l'angle que fait une direction OM avec l'axe Oz. Le diagramme de

rayonnement de la ligne de longueur L est de la forme

$$E(\theta) = \sin\theta \frac{\sin u}{u}, \tag{1}$$

avec

$$u = \frac{2\pi L}{\lambda}\left(\cos\theta - \frac{c}{v_\varphi}\right). \tag{2}$$

La direction θ_m de l'axe du lobe principal de ce diagramme est approximativement donnée par

$$\cos\theta_m = \frac{c}{v_\varphi}. \tag{3}$$

Les premiers zéros de E(θ) encadrant cette valeur sont tels que

$$u = \pm\pi,$$

Nous avons pu vérifier expérimentalement les résultats relatifs à θ_m et à $\Delta\theta$, pour une ligne, vide (*fig.* 1 et 3), ou remplie d'alkatène (*fig.* 2 et 4).

(*) Séance du 9 avril 1958.

ÉLECTRONIQUE. — *Dispersion des vitesses électroniques et bande passante dans les amplificateurs à onde progressive.* Note (*) de MM. **Robert Warnecke**, **Oskar Dœhler** et **Bernard Epsztein**, présentée par M. Camille Gutton.

De nombreuses applications nécessitent l'emploi d'amplificateurs hyperfréquence à large bande passante et à grande puissance. Dans l'état actuel de la technique, ces amplificateurs appartiennent à deux types bien définis :

— les amplificateurs à propagation d'onde du type normal (ou type O);

— les amplificateurs à propagation d'onde à champs électrique et magnétiques croisés (ou type M).

On peut définir un facteur de mérite pour ces amplificateurs par le produit de la puissance de crête par la largeur de bande relative. En dernière analyse, ce facteur dépend étroitement de trois grandeurs caractérisant le circuit de retard :

1° Dissipation thermique du circuit, la puissance appliquée au tube étant évidemment proportionnelle à la quantité de chaleur pouvant être dissipée sans dommage.

2° Impédance de couplage. Cette grandeur relie la puissance injectée dans la ligne au champ utilisé pour l'interaction avec le faisceau électronique.

Quel que soit le type de tube envisagé, on constate théoriquement et

expérimentalement que le rendement est une fonction croissante de l'impédance de couplage.

3° Dispersion du circuit à retard. Cette dispersion peut être caractérisée par la quantité $v_{gr}/v_{ph} - 1$. Elle définit simplement la pente de la courbe de dispersion $v_{ph} = f(\lambda)$; avec v_{ph}, vitesse de phase; v_{gr}, vitesse de groupe; λ, longueur d'onde.

Dans le cas des tubes de grande puissance, on constate qu'il est impossible, en général, de choisir indépendamment chacune de ces quantités. C'est ainsi que la nécessité d'une bonne dissipation thermique limite le choix des lignes à retard à celles qui présentent de bons contacts thermiques avec la masse du tube, ce qui élimine, par exemple, l'hélice. Par ailleurs, les tubes puissants fonctionnent nécessairement avec des taux de retard faibles, on constate que pour v_{ph} voisin de c, une ligne présentant une impédance de couplage suffisante sera nécessairement dispersive par suite du fait que, dans cette région, le champ électrique axial utilisé pour l'interaction tend à s'annuler, ne laissant subsister que les composantes transversales.

Or, comme nous l'avons déjà laissé prévoir ([1]), des expériences faites sur des tubes à propagation d'onde du type M (ou TPOM) ont montré qu'on pouvait obtenir une bande d'amplification beaucoup plus large que celle prévue par la théorie simple ([2]). C'est ainsi qu'un tube muni d'une ligne dont la dispersion est égale à 2 a pu donner une amplification constante à moins de 1 dB près dans une bande de fréquence supérieure à 12 % de la fréquence d'utilisation, cette bande étant, en fait, limitée par le pilote. A cette bande correspond donc une variation relative de la vitesse de phase de l'ordre de 20 %. Dans ces conditions, l'application des formules du gain du TPOM en l'absence de charge d'espace montre que la largeur de bande théorique à 3 dB près de ce tube est d'environ 3 %. Un tel écart s'explique en admettant que, par suite de la présence de charge d'espace statique, les diverses couches du faisceau électronique sont animées de vitesses d'entraînement différentes. On calcule effectivement, en admettant l'hypothèse d'un faisceau du type Brillouin, que l'écart de vitesses entre les deux bords du faisceau est environ 30 %. On conçoit que, lorsque la vitesse de l'onde varie suivant la fréquence appliquée, elle puisse se synchroniser avec différentes couches du faisceau. Il faut, par ailleurs, remarquer que dans toute la bande couverte par le tube, le rendement est au moins égal ou supérieur à 40 %. Cela peut s'interpréter en admettant que les couches synchrones entraînent le reste du faisceau par des effets de charge d'espace dynamique. Il semble donc, à la suite de ces expériences, que la présence de plusieurs faisceaux animés de vitesses différentes contribue efficacement à l'élargissement de la bande des tubes à onde progressive du type M; des valeurs de $(\Delta f/f)_{3\,dB}$ égales

à 30 % semblant pouvoir être atteintes dans des conditions de fonctionnement appropriées.

En ce qui concerne les tubes à grande puissance de type O, la dispersion des circuits est en général nettement supérieure à celle des circuits de tubes M. La raison en est la suivante : pour une puissance donnée, la vitesse moyenne du faisceau dans un tube M est d'environ 2,5 fois inférieure à

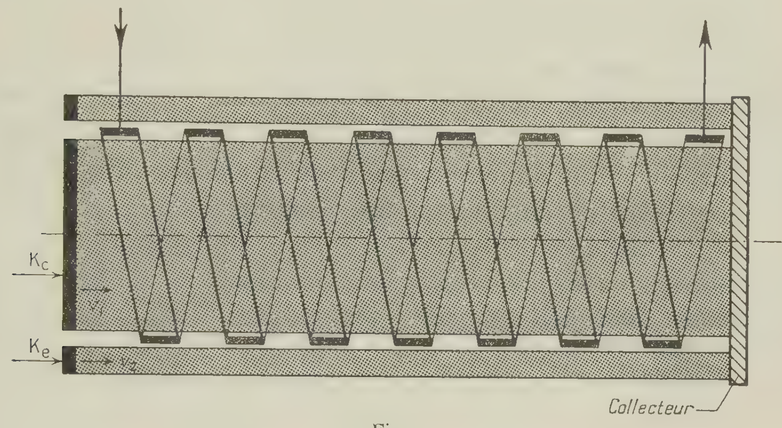


Fig. 1.

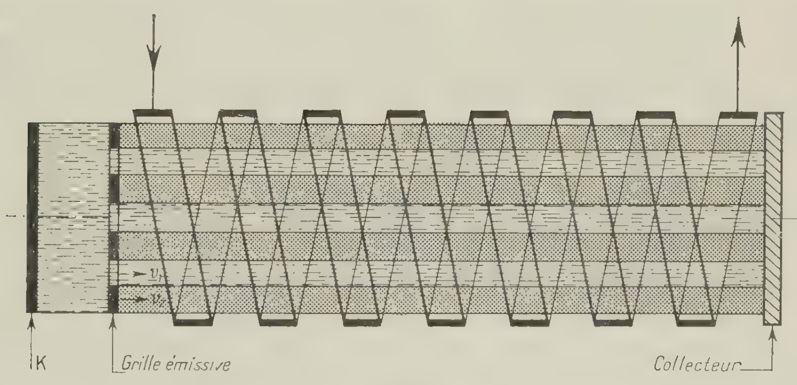


Fig. 2.

celle qui existe dans un tube O, cette différence étant due au fait que dans un cas le faisceau cède de l'énergie potentielle et dans l'autre de l'énergie cinétique. Par ailleurs, on sait réaliser des pervéances très supérieures dans un tube M ($P \simeq 10^{-4}$ dans un tube M alors que $P \simeq 2.10^{-6}$ dans un tube O). Il en résulte que les taux de retard usuels dans les TPO fournissant des puissances de crête de l'ordre de quelques mégawatts sont environ $c/v_{ph} = 1,5$. Or, nous avons vu que la nécessité de conserver une bonne impédance de couplage provoque inévitablement l'apparition d'une forte dispersion.

Afin d'élargir la bande d'amplification de ces tubes, on peut songer à

reproduire artificiellement la dispersion de vitesse du faisceau qui existe d'une façon naturelle dans les tubes M. La forme de réalisation la plus simple consiste à utiliser pour l'interaction deux faisceaux émis par des cathodes à des potentiels différents. Ces faisceaux peuvent être, soit indépendants (*fig.* 1), soit, au contraire, mélangés intimement de manière à profiter du gain de charge d'espace (*fig.* 2). Un calcul du gain et de la largeur de bande en petit signal a été effectué pour chacun de ces deux cas et sera publié dans une prochaine publication.

En résumé, des expériences ont montré que la largeur de bande des tubes M était fortement accrue par rapport aux prévisions théoriques, à cause de la dispersion des vitesses du faisceau. On peut espérer que la reproduction artificielle des mêmes conditions dans les tubes O de grande puissance permettra d'obtenir les mêmes avantages.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) R. R. Warnecke, *Onde Électrique*, février 1957, p. 87.

(2) R. R. Warnecke, W. Kleen, A. Lerbs, O. Doehler et H. Huber, *Proc. Inst. Rad. Engrs.*, mai 1950, p. 485.

OPTIQUE. — *Détermination des constantes optiques et de l'épaisseur des couches monomoléculaires de bleu organol.* Note (*) de M. **Renaud Rinaldi**, Mlle **Yvette Bernard**, MM. **René Boyer** et **Pierre Chiado**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les propriétés optiques d'une série de 45 lames minces comprenant de 1 à 45 couches monomoléculaires autocomprimées de bleu organol, superposées sur un support prismatique de quartz, ont été étudiées dans une Note précédente (1). On avait alors déterminé expérimentalement, d'une part en fonction de la longueur d'onde et d'autre part en fonction du nombre de couches, les variations des facteurs de réflexion R de la lame dans l'air et R′ de la lame dans le support, ainsi que celles du facteur de transmission T ; l'absorption

$$A = 1 - R - T$$

avait été déduite de ces mesures.

Nous avons repris notre expérimentation et déposé à nouveau jusqu'à 130 couches monomoléculaires dans le but de déterminer simultanément les indices de réfraction et d'extinction, ainsi que l'épaisseur des couches monomoléculaires de bleu organol en employant une méthode graphique. Cette méthode, due à D. Malé (2), (3), utilise uniquement les valeurs des facteurs de réflexion et de transmission, sans avoir recours à une mesure toujours délicate de changement de phase par réflexion ou par transmission.

Comme l'ont montré D. Malé et H. Schopper [4], la détermination simultanée des constantes optiques et de l'épaisseur des lames minces à l'aide des seules mesures d'intensités n'est plus possible pour les faibles épaisseurs par suite de la relation approchée qui existe entre les facteurs R, R' et T. En effet, si le coefficient d'absorption n'est pas très grand, la relation de Wolter [5] :

$$n_0(1 - R' - T) = n_2(1 - R - T),$$

où

$$n_0 A' = n_2 A$$

est vérifiée, au degré de précision des mesures près, lorsque les épaisseurs sont faibles ($d < 0{,}028\,\lambda$), et, de ce fait, on n'a plus alors que deux éléments indépendants pour déterminer les trois inconnues.

Comme l'indique le tableau suivant, établi pour $\lambda = 4\,800$ Å, $n_0 = 1$ et $n_2 = 1{,}55$, les valeurs des absorptions A et A', calculées à partir des résultats expérimentaux obtenus pour les facteurs de réflexion et de transmission, vérifient la relation de Wolter jusqu'à la lame formée par six couches monomoléculaires.

Nombre de couches.	R.	R'.	T.	A.	A'.	$n_2 A - A'$.
4	0,0470	0,0456	0,944	0,008	0,009	0,003
6	0,0457	0,0444	0,933	0,020	0,021	0,010
8	0,0449	0,0439	0,930	0,024	0,025	0,012
10	0,0441	0,0446	0,921	0,034	0,034	0,019
14	0,0425	0,0406	0,919	0,045	0,039	0,031
16	0,0417	0,0401	0,894	0,064	0,065	0,034
30	0,0244	0,0212	0,800	0,175	0,178	0,093
50	0,0131	0,0179	0,657	0,329	0,324	0,186
80	0,0081	0,0142	0,507	0,484	0,478	0,272
100	0,0078	0,0133	0,436	0,555	0,550	0,311
120	0,0049	0,0089	0,370	0,624	0,620	0,347
130	0,0043	0,0088	0,348	0,645	0,642	0,358

Au-delà de la huitième couche, la relation de Wolter n'est plus vérifiée au degré de précision des mesures ($n_2 A - A' > 0{,}01$). En supposant en première approximation, que les lames sont continues, homogènes, isotropes et limitées par des faces planes et parallèles, il est donc possible de déterminer simultanément les indices de réfraction ν et d'extinction $\varkappa$ ainsi que l'épaisseur des lames minces de bleu organol avec les seules mesures photométriques de R, R' et T.

La présente expérimentation et les calculs correspondants portent sur les deux séries de 45 et 130 lames minces dont les épaisseurs d varient régulièrement de 1 à 45 et de 1 à 130 couches monomoléculaires.

Nous plaçant dans les conditions où la méthode graphique de Malé donne la plus grande précision nous avons retenu pour la longueur d'onde de 4800 Å

des lames constituées par un nombre n de couches monomoléculaires égal à 30, 35, 40 et 45. Le tableau suivant résume les valeurs moyennes obtenues dans ces conditions :

	n.	ν.	d (mμ).	$\frac{d}{n}$ (Å).
30..................	1,48	0,09	91	30
35..................	1,48	0,11	103	29
40..................	1,44	0,13	108	27
45..................	1,40	0,14	108	24

En réalité on obtient deux valeurs pour chacune des constantes optiques, mais l'un des couples ν et $\varkappa$ de ces valeurs s'élimine facilement.

Les résultats obtenus montrent que l'indice de réfraction ν des lames minces de bleu organol est inférieur à celui du support en quartz sur lequel ont été déposées les lames, ce qui confirme leur propriété antireflet qu'avait fait apparaître notre précédente expérimentation [1].

On constate également que les constantes optiques sont fonction de l'épaisseur de ces lames minces organiques, comme dans le cas des lames minces métalliques.

De plus, les épaisseurs moyennes d/n des couches monomoléculaires décroissent sensiblement lorsque le nombre de couches superposées augmente, ce qui peut vraisemblablement être rapporté à une modification de l'organisation interne de la lame du fait de la non-homogénéité des couches constituantes.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) R. Rinaldi, R. Boyer et Mlle Bernard, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 2239.

(2) D. Malé, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1249.

(3) D. Malé, *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 1630.

(4) H. Schopper, *Z. Physik*, **130**, 1951, p. 565-584.

(5) H. Wolter, *Z. Physik*, **105**, 1937, p. 269.

OPTIQUE. — *Étude de la vitesse d'oxydation du Thallium en couches minces par une méthode optique*. Note de MM. **Jean Trompette** et **Georges Rasigni**, transmise par M. Jean Cabannes.

On a étudié l'action de l'air sur des couches minces de thallium déposées par évaporation thermique sur un support en silice, et tracé la courbe donnant la masse de métal oxydé en fontion du temps. Cette dernière a bien l'allure classique d'une courbe d'oxydation lorsque la pellicule d'oxyde formée est protectrice.

On sait depuis longtemps que les métaux en couches très minces ont des propriétés très différentes des métaux à l'état massif. Dans le cas des métaux précieux, or, argent palladium, étudiés par l'un de nous [1], cela parait dû

essentiellement au fait que les couches sont lacunaires. Dans le cas des métaux altérables à l'air il faut, de plus tenir compte des changements de structure dus à une corrosion du métal. Nous avons donc pensé qu'il était intéressant de suivre cette corrosion sur un métal très oxydable à l'air sec, surtout lorsqu'il se trouve dans un état très divisé comme c'est le cas en couches minces. Nous avons choisi le Thallium car on ne possède, à notre connaissance, que peu de renseignements sur les propriétés optiques de ce métal en couches minces.

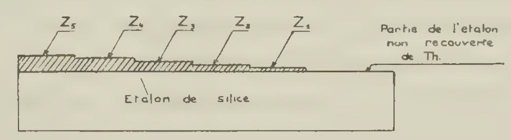


Fig. 1. — Disposition des cinq couches métalliques sur la lame d'étalon de silice : vues en coupe suivant la ligne d'égale épaisseur du support.

On dépose, par évaporation thermique, dans un vide de 2.10^{-5} mm Hg, sur un support prismatique en silice fondue, au moyen d'un disque, genre disque de Talbot, cinq couches métalliques ayant des épaisseurs régulièrement croissantes, comme le montre la figure 1. Pour étudier l'oxydation on mesure les

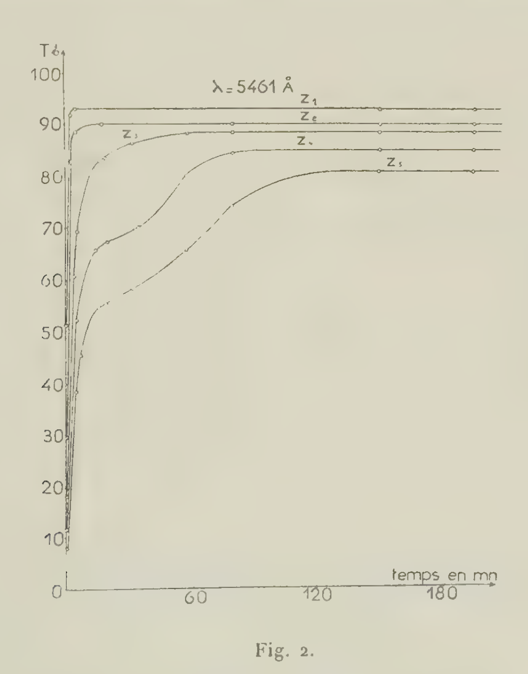


Fig. 2.

facteurs de réflexion côté air R, côté support R′ et le facteur de transmission T [2]. Les mesures sont faites dans le vide et dans l'air sec, sous la pression atmosphérique, à la température ordinaire et à différentes époques après la projection.

Les résultats obtenus montrent que les propriétés optiques du métal en

couche mince n'évoluent que très lentement sous vide; T ne varie pratiquement pas, alors que R augmente et R' diminue légèrement. L'évolution sous vide ne paraît donc pas être due à une oxydation du métal, car cette dernière tend à augmenter R et à diminuer T.

L'action de l'air, qui est très rapide sur les couches les plus minces, se traduit pour la zone I, d'abord par une diminution de T pendant une fraction de seconde, puis par une grande augmentation dans les secondes qui suivent. Il est probable que l'action de l'air est d'abord une action mécanique qui *bouleverse la structure de la couche,* cette action étant suivie d'une réaction chimique d'oxydation qu'on suit en repérant T en fonction du temps. Les courbes de la figure 2 traduisent les résultats obtenus pour les cinq zones dont la masse de métal par centimètre carré est : 10,3, 15,5, 20,7, 25,9, 31, $g.10^{-6}$. On voit que la variation de T est d'autant plus lente que l'épaisseur de la couche est plus grande. En considérant que la couche est complètement oxydée lorsque T

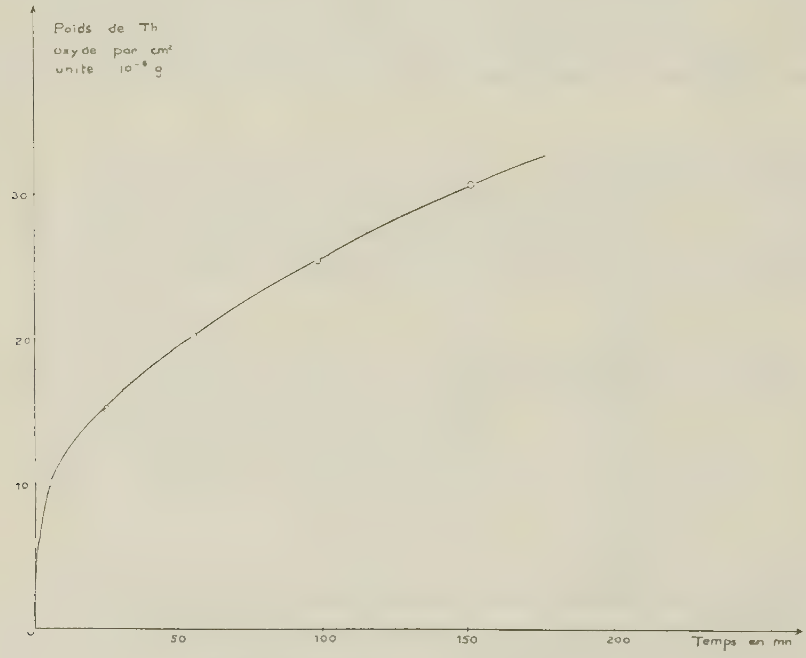


Fig. 3. — Courbe donnant (en 10^{-5} g) la mesure de thorium oxydée par centimètre cube sur une surface de 1 cm².

ne varie plus on a pu tracer la courbe de la figure 3 donnant la masse de métal oxydé en fonction du temps. On retrouve bien l'allure classique d'une courbe d'oxydation lorsque la pellicule d'oxyde formée est protectrice : courbe de la forme ([3]).

$$\frac{x^2}{D} + \frac{2x}{Kc} = 2C_0 t + A'$$

où x est la masse de métal oxydé et t le temps; les autres termes D, K, C_0 étant des constantes pour une température donnée.

Si l'on considère les courbes de la figure 2 on remarque que la variation de T est régulière pour les couches 1, 2 et 3, tandis que pour les couches 4 et 5 la courbe $T = f(t)$ paraît être constituée par deux courbes d'allure hyperbolique raccordées entre elles, ce qui montre que l'oxydation paraît se faire en deux temps. Dans un premier stade, la vitesse d'oxydation décroît à mesure que l'épaisseur d'oxyde augmente pour diminuer de nouveau. Ce phénomène pourrait s'expliquer par la détérioration de la couche continue d'oxyde sous l'effet de tensions internes lorsque son épaisseur atteint une certaine valeur, ce qui passe inaperçu si l'on examine seulement la courbe de la figure 3.

Les mesures de T, R et R′ sur les couches d'oxyde montrent que la diffusion de la lumière, lorsque le faisceau incident est normal à la lame, ne peut être mise en évidence pour les quatre premières couches car, à la précision des mesures (de 2 à 3/3 000), on obtient $T + R' = T + R = I$.

Pour la zone 5, on a $T + R = T + R' = 0{,}98$.

En éclairant les couches d'oxyde par un faisceau de lumière blanche très intense, on remarque que les couches 1, 2 et 3 diffusent beaucoup moins de lumière que les couches 4 et 5, ce qui semble confirmer l'hypothèse d'une altération des couches les plus épaisses.

En résumé, grâce à une méthode optique très simple, nous avons pu étudier la vitesse d'oxydation du thallium en couches très minces, et montrer que la couche d'oxyde qui se forme est protectrice, mais qu'elle se craquelle lorsqu'elle atteint une certaine valeur.

Nous pensons être bientôt en mesure de fixer l'épaisseur critique de cette couche d'oxyde.

(1) P. Rouard, D. Malé et J. Trompette, *J. Phys. Rad.*, **14**, 1957, p. 587; D. Malé et J. Trompette, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 128; R. Philips et J. Trompette, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 92.

(2) J. Trompette, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 753.

(3) G. V. Akinov, *Théorie et méthodes d'essai de la corrosion des métaux*, p. 16.

LUMINESCENCE. — *Sur l'identification des complexes luminescents d'iodure de cadmium et d'iodure de plomb.* Note (*) de MM. **Gabriel Monod-Herzen** et **Nguyen Chung-Tu**, présentée par M. Eugène Darmois.

La forte luminescence, en lumière de Wood, de mélanges hétérogènes suffisamment intimes d'iodure de plomb et d'iodure de cadmium a été signalée par S. Schlivitch (1) et l'un de nous a montré que ce phénomène pouvait être obtenu avec des cristaux d'aspect homogène contenant les deux iodures (2). La luminescence présente alors deux modalités corres-

pondant à des intensités lumineuses et à des concentrations d'activateur nettement différentes, ce qui laisse supposer l'existence de deux types de relations entre les sels en présence (3).

Pour préciser la nature de ces composés, nous avons déterminé par volumétrie (4) à des températures comprises entre 15 et 65° C, la solubilité de l'iodure de plomb dans des solutions d'iodure de cadmium à différentes concentrations; les résultats sont représentés par les courbes de la figure 1.

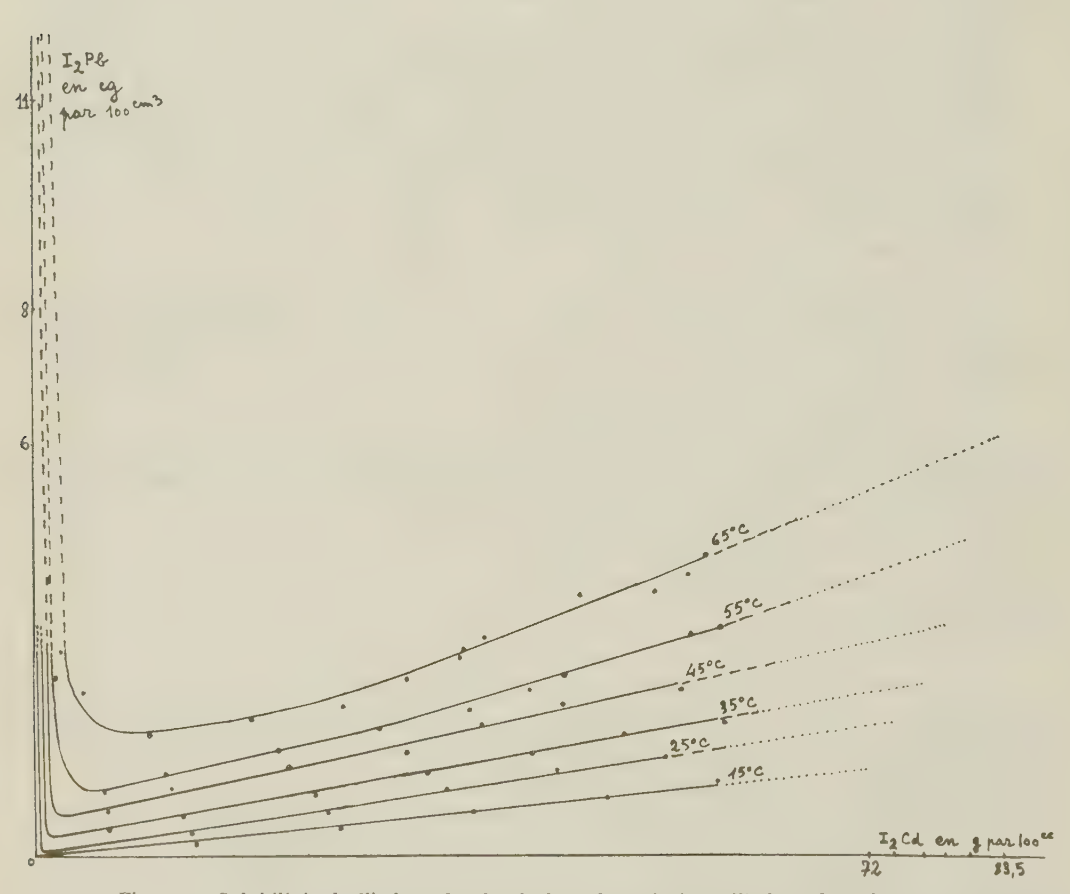


Fig. 1. — Solubilités de l'iodure de plomb dans des solutions d'iodure de cadmium.

Entre 15 et 50° C les solubilités, dans des solutions de I_2Cd de concentration égale ou supérieure au cinquième de la saturation, sont représentées par des droites dont les pentes sont proportionnelles au rapport des concentrations de saturation dans l'eau pure de chacun des iodures, à chaque température considérée; c'est ce que montre la figure 2 où les coordonnées des courbes de la figure 1 ont été multipliées par les inverses de ces concentrations, ce qui rend parallèles les droites primitivement divergentes.

Les courbes de la figure 1 montrent que les cristaux obtenus par évaporation totale d'une solution auront une composition définie si l'on opère aux environs de 15° C, alors que pour des températures supérieures ce résultat ne pourra s'obtenir que par des cristallisations fractionnées, qu'on procède par évaporation ou par refroidissement. Ceci explique les différences constatées entre des cristaux provenant d'une même préparation quand les précautions qui viennent d'être indiquées ne sont pas suivies, différences rendant difficile l'étude quantitative de la luminescence de ces corps.

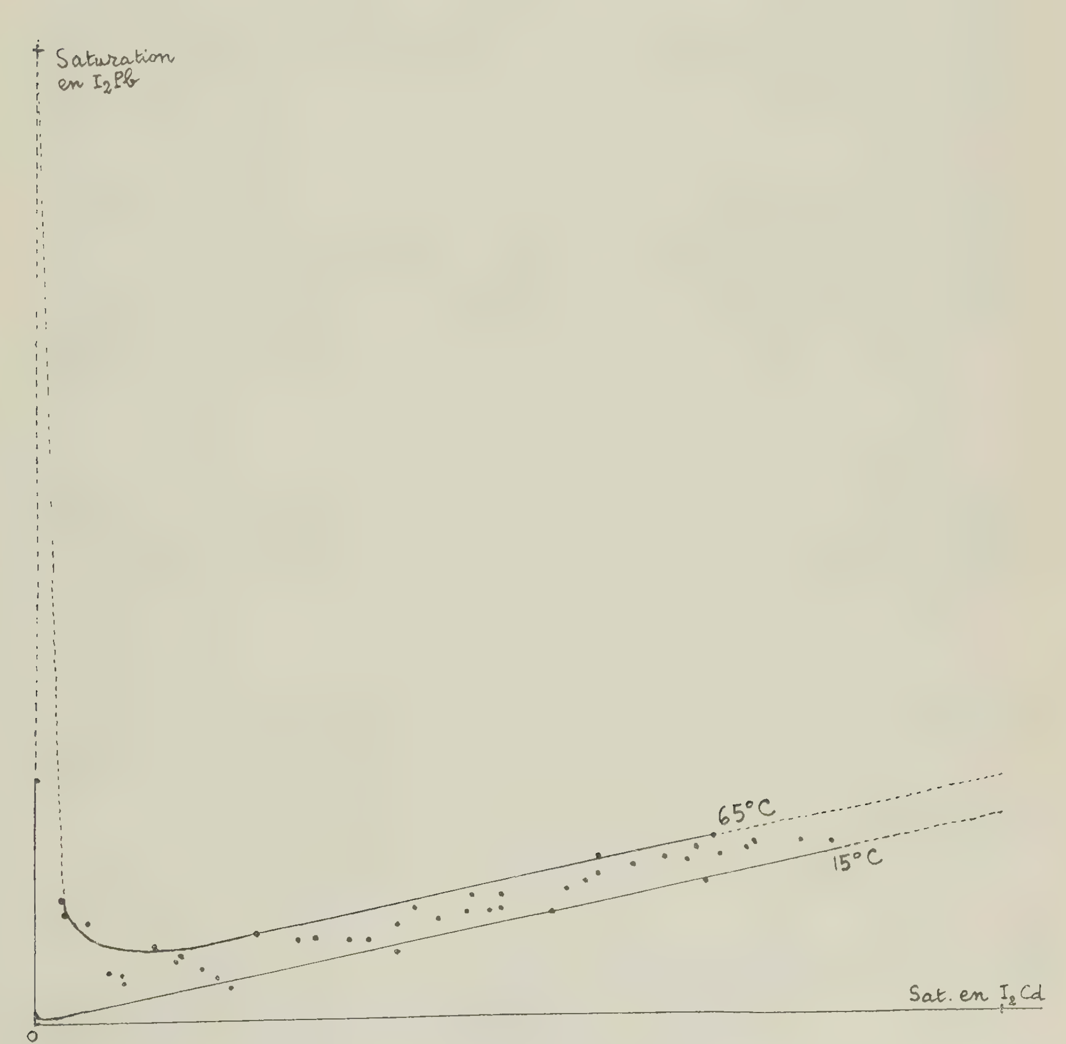


Fig. 2. — Solubilités en coordonnées réduites.

L'ensemble des propriétés représentées par les figures 1 et 2, pour les températures comprises entre 15 et 50° C, est celui qu'on peut attendre si les cristaux formés sont des cristaux mixtes où les deux iodures (qui sont

isomorphes et dont les métaux ont la même valence) peuvent être dans une proportion quelconque, dans les limites imposées par les solubilités. Ce rapport I_2Pb/I_2Cd varie ici, en poids, entre $1,2.10^{-4}$ et $6,3.10^{-4}$, ce qui correspond aux quantités d'activateur dans les corps luminescents « classiques ».

Par contre, la courbure des graphiques pour les températures supérieures à 50° C implique l'entrée en jeu d'un mécanisme nouveau, ce qui confirme l'existence de deux relations possibles entre les sels. La seconde catégorie de composés des deux iodures est caractérisée par l'absence d'un optimum de concentration de l'activateur : leur luminescence augmente continuement avec cette concentration même si celle-ci atteint des valeurs voisines de 1 %. Ce fait n'est peut-être pas sans relation avec l'existence d'un complexe de ces iodures décrit dès 1895 ([5]).

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) S. Schlivitch, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1023.

([2]) S. Schlivitch et G. Monod-Herzen, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2071.

([3]) G. Monod-Herzen, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2830.

([4]) G. Monod-Herzen et Nguyen Chung-Tu, *Bull. Soc. Sc. de Bretagne*, 32, 1957.

([5]) A. Mosnier, *Comptes rendus*, 120, 1895, p. 444 et *Ann. Chim. Phys.*, 12, 1897, p. 374.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Sur une méthode pour l'enregistrement photographique des fréquences d'absorption des ions moléculaires négatifs d'oxygène.* Note de MM. **Théodore V. Ionescu** et **Octave C. Gheorghiu**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une Note précédente, nous avons montré que les fréquences d'absorption des ions négatifs moléculaires d'oxygène peuvent être identifiées en mesurant la variation du courant de grille d'un oscillateur, dans l'inductance duquel on a introduit un tube de verre, où l'on a fait le vide, et où l'on fait passer un courant continu ([1]).

Dans ces expériences, les dimensions du tube étaient plutôt grandes : 100 cm de long et 25 cm de diamètre. C'est pourquoi la divergence du champ dans la région de Faraday, où ces ions sont engendrés, était bien faible. La Note précédente contenait les résultats obtenus entre 3 et 13 MHz; les courbes dont on avait déduit les fréquences d'absorption, avaient été relevées par points. La méthode offre l'avantage de permettre une bonne mesure des fréquences d'absorption, mais présentait, par contre, le désavantage d'un temps de mesure bien long (5-6 mn pour chaque courbe). En effet, la pression dans le tube variait dans cet intervalle par suite du courant de décharge. D'autre part, la densité des ions, dont la

fréquence d'absorption a une valeur déterminée, peut varier à son tour avec la pression.

C'est afin d'obvier à cet inconvénient que nous avons adopté la méthode photographique pour tracer ces courbes.

A cet effet, au-dessous de l'équipage mobile du microampèremètre (*voir* la Note précédente) mesurant le courant de grille ([1]), nous avons collé un tout petit miroir. Celui-ci tourne, en même temps que le cadre, autour d'un axe se trouvant dans le plan vertical.

La lumière, fournie par une lampe de 4 V et 4 A, est placée devant un trou de 0,8 mm de diamètre et passe à travers une lentille convergente. Après avoir été réfléchie, d'abord sur le petit miroir du microampèremètre et ensuite sur un autre miroir fixé à un axe tournant dans le plan horizontal, l'image du trou est formée sur un papier photographique de 17×23 cm. L'angle de rotation du dernier axe est proportionnel à l'angle de rotation du condensateur du circuit oscillant. Les fréquences de l'oscillateur, correspondant à diverses valeurs de cet angle de rotation, quand le tube n'est pas traversé par le courant de décharge, peuvent être marquées par des points, sur le papier photographique, au moyen d'un obturateur commandé par un électro-aimant placé devant le trou.

Moyennant ce dispositif, une courbe peut être relevée en 5-10 s.

On a utilisé l'air ou l'oxygène, soit à la température de la chambre, donc en présence de la vapeur de mercure de la jauge Mc Leod, soit par l'emploi d'un piège à azote liquide, à grande ouverture, placé au voisinage immédiat du tube.

Dans les deux cas, on a enregistré un grand nombre de courbes, entre 2,7 et 44 MHz, et l'on a trouvé ainsi toutes les fréquences d'absorption calculées ([2]).

Pour des pressions de l'ordre de 10^{-3} mm Hg et des courants ne dépassant pas un milliampère, la variation de la fréquence du circuit oscillant, due aux électrons libres du tube de décharge, est assez petite.

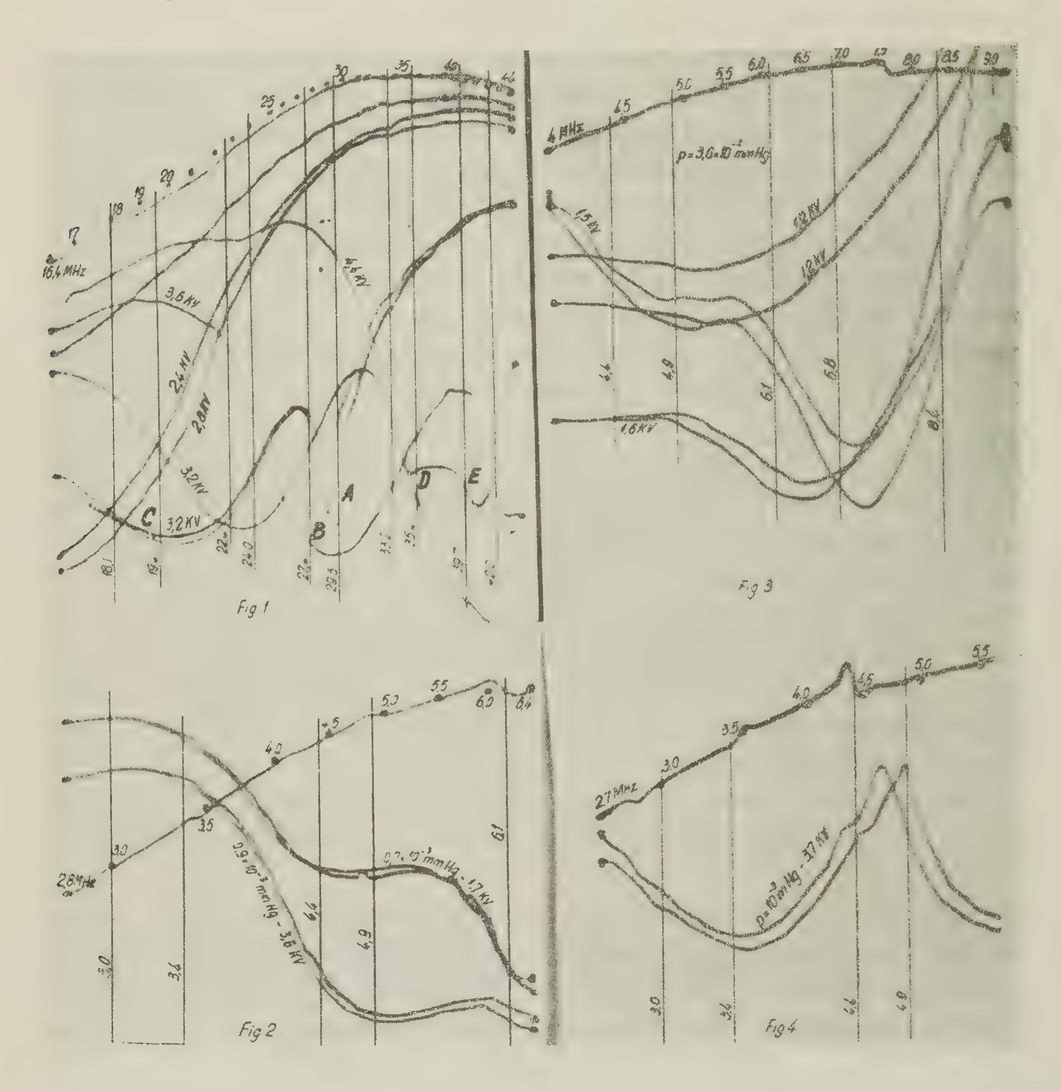
En voilà quelques exemples :

Les courbes de la figure 1 correspondent au travail dans l'air; l'inductance de l'oscillateur ne comprenait qu'une seule spire. Une rotation complète du condensateur provoquait une variation de la fréquence entre 16,4 et 44 MHz.

Les fréquences de l'oscillateur sont marquées sur la courbe supérieure, tracée en l'absence de la décharge dans le tube, les fréquences d'absorption calculées étant inscrites sur les lignes verticales.

La pression n'a varié que bien peu autour de la valeur de 10^{-3} mm Hg. Les tensions appliquées aux tubes sont indiquées dans la figure. On y observe en outre, ainsi que sur d'autres enregistrements, qu'il y a, dans certains domaines de fréquences, deux types de courbes.

Les courbes du type A correspondent à un amortissement très faible, tandis que les courbes du type B correspondent à un amortissement sévère. Dans la région A et B, le maximum d'absorption correspond à la même



fréquence calculée (29,35 MHz) : la région notée par C est la résultante de deux courbes du type B, tandis que les courbes E et D sont du type A.

Les courbes des figures 2 (9 spires), 3 (7 spires) et 4 (12 spires) ont été relevées en variant la fréquence, d'abord depuis les petites vers les grandes valeurs et ensuite dans le sens inverse.

Dans certains cas (*fig.* 2 et 3), il a fallu varier la position du zéro (électrique) du microampèremètre, de manière que les maximum d'absorption ne sortent pas du cliché.

Les courbes de la figure 2 correspondent au travail dans l'air, sans

refroidissement, tandis que les courbes des figures 3 et 4 correspondent au travail dans l'oxygène refroidi à l'azote liquide.

Les fréquences d'absorption mesurées entre 2,7 et 9 MHz (*fig.* 2, 3 et 4) correspondent assez bien non seulement aux fréquences calculées, mais aussi aux fréquences critiques enregistrées dans l'ionosphère.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 898.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 520.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Une nouvelle méthode de polarisation dynamique des noyaux atomiques dans les solides.* Note (*) de MM. **Anatole Abragam** et **Warren George Proctor**, présentée par M. Francis Perrin.

Un nouveau principe de polarisation nucléaire dynamique est exposé. Sa vérification expérimentale sur un cristal de fluorure de lithium est décrite.

Théorie. — Le principe de l'effet Overhauser (1) se résume ainsi. Soient deux espèces de spins (1/2 pour simplifier), S et I, de rapports gyromagnétiques γ_S et γ_I avec un couplage scalaire $A\vec{I}.\vec{S}$, placés dans un champ élevé H_0, la relaxation spin-réseau des spins I étant uniquement due au couplage avec les spins S, et la probabilité d'un renversement simultané des deux spins étant $W_{(+-)\rightleftharpoons(-+)}$. $N_\pm$ et $n_\pm$ étant respectivement les nombres des spins S et I dans les états $S_z = \pm 1/2$ et $I_z = \pm 1/2$, on a en régime permanent

$$N_+ n_- W_{(+-)\succ(-+)} = N_- n_+ W_{(-+)\succ(+-)}. \tag{1}$$

Comme les W sont des probabilités de transition induites par le couplage avec un réseau en équilibre thermique, on a

$$\frac{W_{(+-)\succ(-+)}}{W_{(-+)\succ(+-)}} = \exp - \left\{ \frac{\hbar(\gamma_S - \gamma_I)H_0}{kT} \right\}. \tag{2}$$

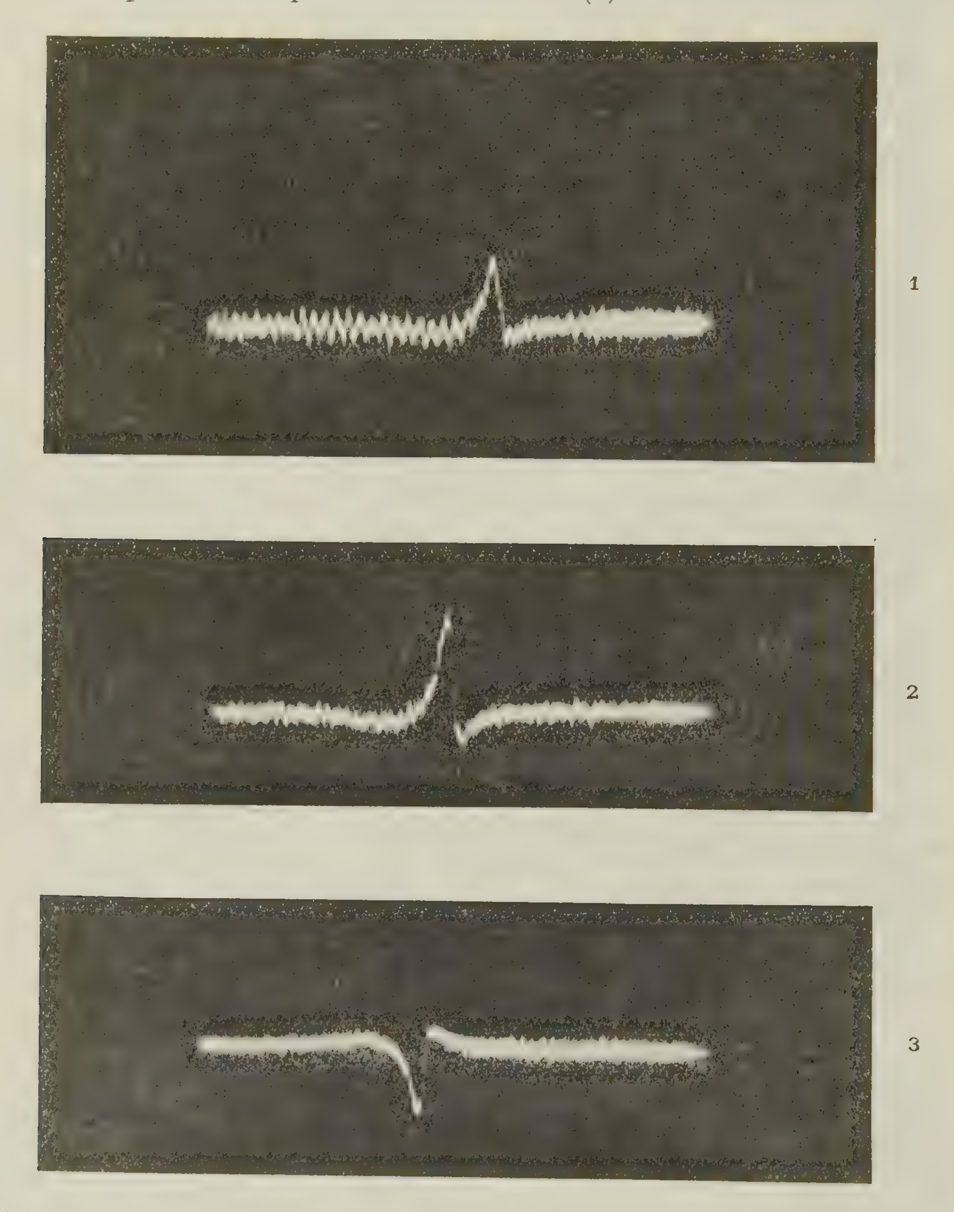
La saturation de la résonance des spins S rend $N_+ = N_-$, d'où

$$\frac{n_+}{n_-} = \exp - \left\{ \frac{\hbar(\gamma_S - \gamma_I)H_0}{kT} \right\} = \exp - \left\{ \frac{\hbar(\omega_S - \omega_I)}{kT} \right\}$$

et, si $|\gamma_S| \gg |\gamma_I|$, une polarisation considérablement accrue des spins I. On a démontré théoriquement (2), (3) et expérimentalement (4), (5), (6) la validité de ce raisonnement pour une interaction $\vec{I}, \vec{S}$, dipolaire, à condition d'ajouter aux probabilités de transition $W_{(+-)\rightleftharpoons(-+)}$ les probabilités $W_{(--)\rightleftharpoons(++)}$ et $W_{(\pm-)\rightleftharpoons(\pm+)}$ qu'elle comporte.

Pour les solides non métalliques à basse température, cette méthode a des inconvénients : *a.* le temps $(T_1)_I$ requis pour la polarisation dynamique des

spins I, peut être très long, *b*. si les spins I ont d'autres mécanismes de relaxation, leur polarisation dynamique est diminuée par un coefficient de fuite f (5), *c*. pour une interaction dipolaire, les probabilités $W_{(\pm\mp)\rightleftharpoons(\pm\pm)}$, où le spin S ne subit pas de renversement, et qui ne contribuent pas à la polarisation dynamique ont un poids très supérieur aux autres W (2).



Trace (1) : Signal normal de ^6Li obtenu par passage rapide après polarisation dans un champ de 12 000 gauss.

Trace (2) : Signal de ^6Li obtenu par passage rapide après polarisation dynamique dans un champ de 2800 gauss avec irradiation à la fréquence $\Omega = \omega_S - \omega_I \cong 9{,}4$ MHZ.

Trace (3) : Signal de ^6Li obtenu après polarisation dynamique dans un champ de 2 000 gauss avec irradiation à la fréquence $\Omega = \omega_S + \omega_I \cong 9{,}4$ MHZ.

La méthode nouvelle proposée consiste à produire artificiellement des probabilités de transition $W_{(+-)\rightleftharpoons(-+)}$ ou $W_{(++)\rightleftharpoons(--)}$ par une source de radiofréquence extérieure qui fournit l'énergie $\hbar\Omega = \hbar(\omega_S \pm \omega_I)$ nécessaire à la transition. Dans ce cas, pour deux processus inverses : $W_{a\succ b} = W_{b\succ a}$. Si ces W sont $\gg (1/T_1)_I$ mais $\ll (1/T_1)_S$ on aura par (1), pour $\Omega = \omega_S - \omega_I$, $(n_+/n_-) = (N_+/N_-)_0$ et de même pour $\Omega = \omega_S + \omega_I$, $(n_+/n_-) = (N_-/N_+)_0$ d'où un accroissement dynamique de la polarisation de $\pm(\gamma_S/\gamma_I)$.

Les transitions W peuvent être induites par un champ de radiofréquence intense car les transitions $(++) \rightleftharpoons (--)$ ou $(+-) \rightleftharpoons (-+)$ ne sont pas complètement interdites, un état tel que $(--)$ par exemple, étant, par suite du couplage dipolaire, de la forme : $(--) + \alpha(-+)$. Le rapport W/W_0 où W_0 est une probabilité de transition permise du spin S, est de l'ordre de $\alpha^2 \simeq (H_{SI}/H_0)_0$ ou H_{SI} est le champ local statique produit par le spin S à l'emplacement du spin I.

Les transitions W peuvent aussi être induites par une onde ultrasonique de fréquence $\omega_S \pm \omega_I$, modulant l'interaction statique des deux systèmes de spins.

Ces résultats se généralisent simplement aux cas où I et S sont $> 1/2$, où les fréquences ω_S ou ω_I sont accrues par interaction quadrupolaire, et où l'hypothèse $(1/T_1)_I) \ll W \ll (1/T_1)_S$ n'est pas entièrement satisfaite.

Expérience. — Sur un monocristal de fluorure de lithium LiF nous avons pu accroître par un facteur $\pm\gamma(F^{19})/\gamma(Li^6) \simeq 6,5$ la polarisation des noyaux de Li^6 (spins I), les spins S étant ceux de F^{19}, par un champ magnétique intense de radiofréquence $\Omega = \omega_S \pm \omega_I$. La trace (1) montre le signal normal de Li^6 obtenu par passage rapide, après une polarisation dans un champ de 12 000 gauss. La trace (3) montre le signal obtenu par polarisation dynamique, le champ polarisant étant de 2 000 gauss environ et la fréquence

$$\Omega = \omega_S + \omega_I \simeq 9,4 \text{ MHZ}.$$

Le signal est inversé et approximativement égal au précédent, sa diminution, due à un H_0 6 fois plus petit, étant compensée par la polarisation dynamique dans le rapport $\gamma(F^{19})/\gamma(Li^6)$. La trace (2) correspond à $\Omega = \omega_S - \omega_I \simeq 9,4$ MHZ, et donc a un champ H_0 de l'ordre de 2 800 gauss. Comme prévu, le signal est direct et dans le rapport $[\gamma(F^{19}) + \gamma(Li^6)]/[\gamma(F^{19}) - \gamma(Li^6)] \simeq 1,4$ avec celui de la trace (3). Le temps de polarisation dynamique $1/W$ est de l'ordre de la minute, d'accord avec un calcul approché. Des mesures plus précises sur LiF et sur d'autres cristaux, ainsi que des expériences de polarisation dynamique par ultrasons sont en préparation.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) A. W. Overhauser, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 411.

(2) A. Abragam, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1729.

(3) I. Solomon, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 559.

(4) T. R. Carver et C. P. Slichter, *Phys. Rev.*, **102**, 1956, p. 975.

(5) A. Abragam, J. Combrisson et I. Solomon, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 157; **246**, 1958, p. 1035.

(6) A. Landesman, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 1538.

CHIMIE PHYSIQUE. — *L'influence de la température sur la tension superficielle des liquides en rotation.* Note de MM. **Marius Borneas** et **Ervin Kalman**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une Note antérieure (1) nous avons montré que par la rotation des liquides, on obtient des valeurs plus élevées de la tension superficielle. Ces observations ont été faites sur des liquides à la température qu'ils avaient dans les flacons. On a observé des anomalies, surtout en ce qui concerne l'eau, si ces liquides ont été soumis au préalable à une hausse ou baisse de température. Pour étudier le phénomène de ce point de vue, nous avons répété les expériences dans diverses conditions de température.

Nos mesures concernent l'eau, le cyclohexane, le toluène et le glycol. Nous avons déterminé le pourcentage d'augmentation de l'angle à la rupture par rotation (β) aux différentes températures, refroidissant et chauffant plusieurs fois le liquide.

Les résultats obtenus ont été représentés dans les figures par les signes suivants :

□ pour les valeurs obtenues à la température dont le liquide a été ôté du flacon;

○ pour les valeurs obtenues après avoir refroidi pour la première fois le liquide;

△ pour les valeurs obtenues après avoir chauffé pour la première fois le liquide;

● pour les valeurs obtenues après avoir refroidi pour la deuxième fois le liquide;

▲ pour les valeurs obtenues après avoir chauffé pour la deuxième fois le liquide.

N'ayant pas à notre disposition un appareil pour diriger et contrôler la température avec précision, on doit considérer nos résultats comme quasi-qualitatifs.

Dans les figures 1, 2, 3 on a représenté les résultats de trois séries de déterminations concernant l'eau. On observe que dans la deuxième et troisième figure les résultats concordent et indiquent un abaissement de β dans la zone de température de 20° C, en atteignant même des valeurs négatives. Le défaut de concordance entre les résultats de la première figure et des figures 2 et 3, peut être dû à la température de la chambre qui était de 5 ou 6 degrés plus élevée dans le premier cas.

Dans les figures 4 et 5 on a représenté les résultats obtenus avec le toluène et le cyclohexane. Dans le premier cas on a observé une valeur négative de β, dans le second cas on n'observe pas de minimum : on déduit

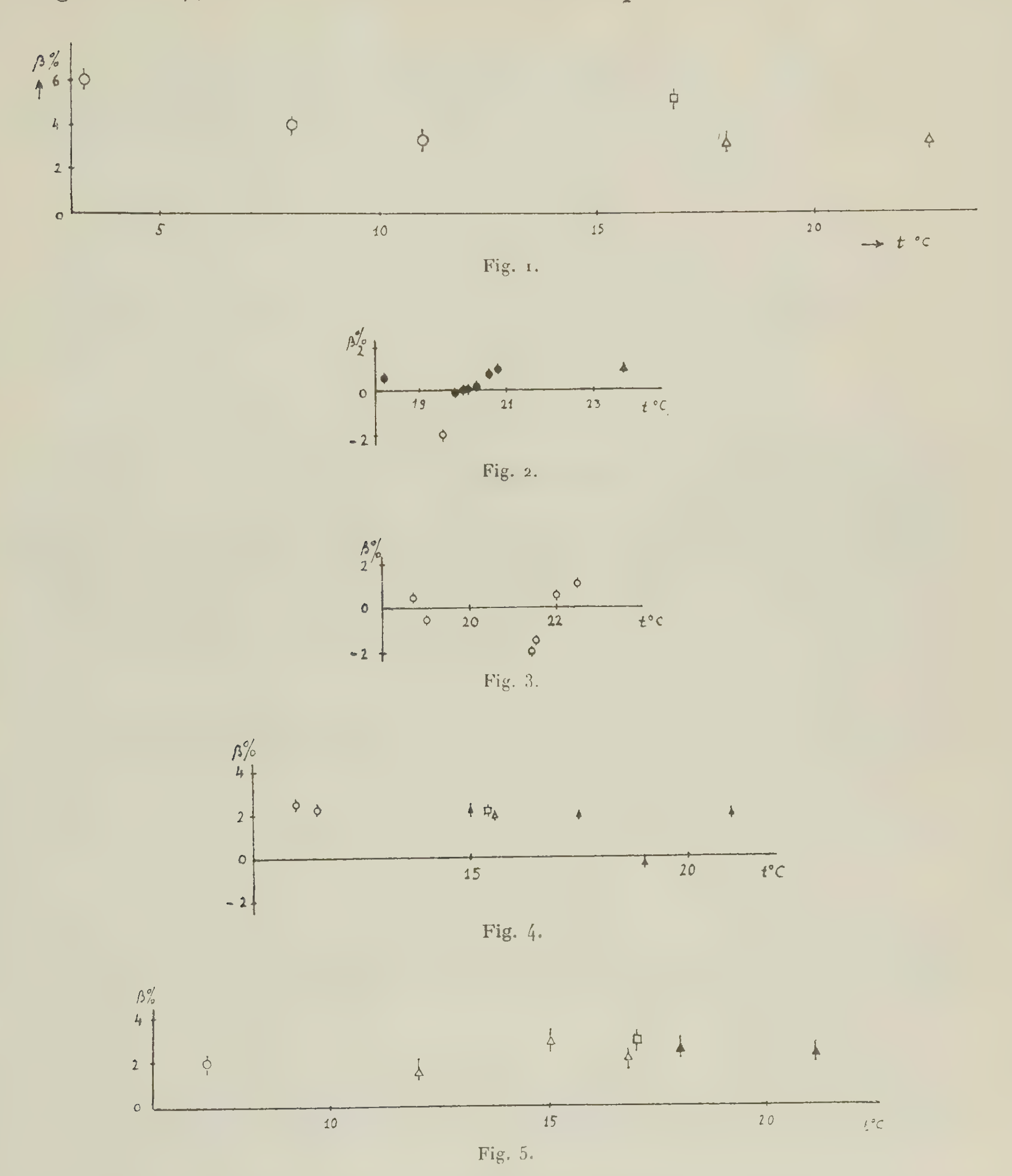


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

donc qu'il n'y a pas de minimum, ou qu'on ne le trouve pas dans le domaine de température de nos déterminations.

Enfin dans les figures 6 et 7 on a représenté les résultats obtenus en deux séries de mesures faites avec le glycol. Dans la deuxième série la zone de

minimum est plus étendue et il paraît qu'un deuxième minimum se présente autour de la température de 22° C.

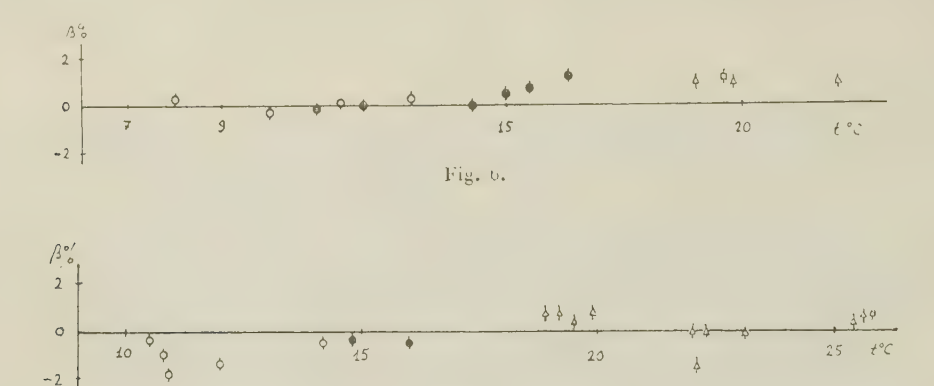


Fig. 7.

En examinant ces résultats on peut conclure :

1° L'augmentation de la tension superficielle par la rotation du liquide dépend de la température;

2° Dans une certaine zone de température, ou peut-être dans plusieurs, au lieu de l'augmentation de la tension superficielle, on constate un abaissement, au moins pour certains liquides, sinon pour tous, ce phénomène dépendant probablement de la nature du liquide et des conditions extérieures d'expérimentation.

Il est possible que, dans certaines zones de température, on trouve des états instables, dans lesquels peuvent se produire de rapides modifications de la valeur et du signe de β.

(1) M. Borneas et E. Kalman, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1710.

MAGNÉTOCHIMIE. — *Sur le paramagnétisme des alcanoates normaux de cobalt bivalent.* Note de MM. **Jean Amiel**, **Claude Moreau** et **Georges Rodier**, présentée par M. Paul Pascal.

Les alcanoates de cobalt bivalent ne peuvent être considérés ni comme des substances magnétiquement diluées, ni comme des corps dans lesquels le cobalt se trouverait fortement complexé.

On sait que la susceptibilité magnétique de l'acétate cuivrique monohydraté est anormalement basse (1). Les homologues supérieurs alcanoates normaux cuivriques présentent également ce phénomène de dépréciation magnétique, qu'on peut attribuer à une dissimulation partielle du cuivre dans un complexe

interne du type ([2])

R—C(=O)(O) → Cu ← (O)(O=)C—R

ou, mieux, à une structure du type ([3])

Nous nous sommes intéressés à d'autres alcanoates : alcanoates de nickel ([4]) et spécialement alcanoates de cobalt.

Ceux-ci ont été préparés par deux méthodes que nous avons dû préalablement mettre au point ([5]), ([6]) pour éviter la formation de sels basiques. Elles ont permis de disposer d'une série de composés du formiate au stéarate, avec un degré de pureté satisfaisant; la plupart de ces alcanoates n'avaient pas été préparés jusqu'à ce jour.

On a obtenu les produits suivants :

Alcanoates $Co(C_nH_{2n}O_2)_2$.	Co calculé (%).	Co trouvé (%).
C_1	39,6	39,4
C_2	33,3	33,0
C_3	28,8	28,2
C_4	25,4	25,4
C_5	22,6	23,2
C_6	20,4	20,0
C_8	17,08	17,0
C_9	15,8	15,4
C_{10}	14,68	14,1
C_{11}	13,75	13,4
C_{14}	11,48	11,4
C_{16}	10,34	10,3
C_{18}	9,37	9,3

La susceptibilité magnétique a été mesurée à l'aide d'un appareil automatique déjà décrit ([7]), ([8]). Après avoir effectué des corrections relatives au diamagnétisme des radicaux acides, on a calculé la valeur de la susceptibilité atomique du cobalt, dans chaque cas, à diverses températures. Le tableau suivant donne les valeurs obtenues pour cette grandeur $\chi_{at\,Co}$ et pour son inverse.

Alcanoates des acides en	80° K.		198° K.		273° K.		293° K.	
	$\chi_{a\,Co}.10^6$.	$\frac{1}{\chi_{a\,Co}}$.	$\chi_{a\,Co}.10^6$.	$\frac{1}{\chi_{a\,Co}}$.	$\chi_{a\,Co}.10^6$.	$\frac{1}{\chi_{a\,Co}}$.	$\chi_{a\,Co}.10^6$.	$\frac{1}{\chi_{a\,Co}}$.
C_1	30 200	33,1	14 500	69	10 930	91,5	10 000	100,0
C_2	36 100	27,7	17 500	57,2	13 500	74,0	12 620	79,0
C_3	37 000	27,0	17 250	58,0	13 600	73,5	12 700	79,0
C_4	35 400	28,3	15 500	64,5	12 050	83,0	11 100	90,0
C_5	29 500	34,0	15 700	63,8	12 500	80,0	11 600	86,5
C_6	37 000	27,0	19 500	51,5	13 150	76,0	12 200	82,0
C_8	38 400	26,0	16 650	60,0	11 550	86,5	10 880	92,0
C_9	29 000	34,5	14 900	67,2	12 030	83,0	11 700	85,5
C_{10}	29 500	34,0	15 400	65,0	11 420	87,5	10 800	93,0
C_{11}	31 500	31,7	15 800	63,5	12 200	82,0	12 430	80,3
C_{18}	23 600	42,5	16 200	62,0	13 300	75,0	12 600	79,5

Le tracé des courbes donnant l'inverse de la susceptibilité en fonction de la température absolue montre que ces alcanoates suivent la loi de Weiss, au moins à la précision des mesures.

Les valeurs de la susceptibilité atomique du cobalt sont du même ordre de grandeur que dans le cas de sels minéraux non complexés. D'autre part, bien que ces systèmes d'alcanoates ne puissent être considérés comme magnétiquement dilués, on trouve une valeur du moment μ_{eff} située entre 5,1 et 5,7 magnétons de Bohr, ce qui est assez loin des valeurs théoriques. La formule qui ne fait intervenir que le spin n'est pas applicable. Mais divers auteurs [9] ont donné également des valeurs expérimentales du même ordre que les nôtres.

Quoi qu'il en soit on peut conclure que les alcanoates de cobalt ne donnent pas à l'état solide de complexes analogues à ceux qui ont été décrits plus haut.

(1) J. Amiel, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1097; *Mookerjee Indian J. Phys.*, **19**, 1945, p. 63.

(2) Amiel, Ploquin et Dixmier, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 2097.

(3) Martin et Waterman, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 2545.

(4) J. Dixmier, *Diplôme d'Études supérieures*, Poitiers, 1950.

(5) J. Amiel et C. Moreau, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 514.

(6) C. Moreau, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2242.

(7) C. Moreau, *Thèse*, Paris, 1957.

(8) C. Moreau et G. Rodier, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 1861.

(9) Van Vleck, *The theory of electric and magnetic susceptibilities*, 1952.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence d'une compression axiale sur la transformation allotropique β → α du titane de haute pureté.* Note (*) de MM. **Paul Costa** et **Georges Cizeron**, présentée par M. Francis Perrin.

Sous l'effet d'une faible compression axiale, le titane subit au cours du passage β → α une contraction de longueur anormale qui peut s'expliquer par un mécanisme de cisaillement du réseau β suivant un seul plan privilégié parmi tous les plans possibles (112). Ce phénomène n'est valable que pour le titane de haute pureté.

L'étude dilatométrique de la transformation allotropique du titane de haute pureté a révélé l'existence d'anomalies dans les amplitudes de la transformation au refroidissement. Par analogie avec le travail de Sebilleau et Bibring [1] sur le cobalt, nous avons cherché à interpréter ces anomalies par des phénomènes d'orientation résultant de la pression créée par les poussoirs du dilatomètre. Le phénomène a été étudié en faisant varier différents paramètres : pureté du métal, valeur de la contrainte axiale, pression réalisée dans l'appareil. Les barreaux dilatométriques, de 20 mm de long et de section 5 × 5 mm, ont subi une série de cycles successifs entre 20° et 1 000° C à une vitesse de 50°/h dans un dilatomètre sous vide Chevenard (2 à $5 . 10^{-6}$ mm Hg).

Avec les échantillons de titane de pureté courante, la transformation au chauffage s'opère avec une contraction de 0,125 % environ et au refroidissement avec une dilatation du même ordre. Avec le titane Van Arkel ou le titane électrolytique (métal Pechiney), on peut observer au contraire dans certaines conditions une *contraction* lors de la transformation β → α, dont la valeur peut atteindre 0,5 %. Dans les conditions normales d'utilisation du dilatomètre, la poussée transmise aux échantillons est d'environ 30 g; en augmentant volontairement cette poussée jusqu'à 60 g l'anomalie dilatométrique devient de plus en plus marquée. Ainsi pour le métal électrolytique, on observe dès le premier cycle une courbe analogue à celle relevée au bout de plusieurs cycles sous une poussée de 30 g (courbe 2, *fig.* 1). Au deuxième cycle, on obtient des perturbations encore plus importantes (courbe 1). Par contre, si l'on fait subir à un échantillon deux cycles thermiques sous vide identiques à ceux qu'ils subissent dans le dilatomètre, puis si l'on fait un troisième cycle dans le dilatomètre, en réduisant au maximum la pression des poussoirs, on n'observe plus les anomalies constatées précédemment (courbe 3).

Cette contraction longitudinale anormale s'accroît au cours des cycles, mais tend à se stabiliser à une valeur maximale qui dépend de la nature du métal et de la pression exercée. Par ailleurs, cette contraction augmente avec la pureté du métal : ainsi pour le métal Van Arkel on constate sous une poussée de 30 g un comportement analogue à celui du métal électrolytique sous une poussée

de 60 g : au premier cycle une contraction de 0,05 %, aux cycles suivants des contractions allant jusqu'à 0,5 %. De même, cette contraction anormale est visible sur du zirconium Van Arkel sous une pression de 60 g ce qui était à prévoir en raison de l'étroite analogie existant entre ces deux métaux. Le phénomène n'est observable ni sur les titanes commerciaux ni sur le titane électrolytique pollué par traitement thermique préalable de 1 h seulement sous vide primaire.

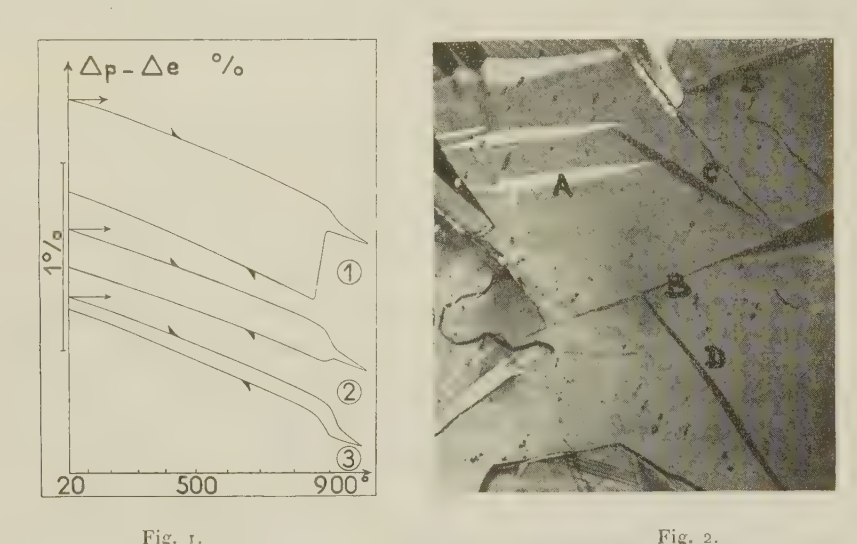


Fig. 1. Fig. 2.

Fig 1. — Courbes dilatométriques différentielles enregistrées sur des échantillons de titane d'origine électrolytique.

Courbe 1 : deuxième cycle dilatométrique sous une poussée de 60 g, métal pur.
» 2 : deuxième cycle effectué avec une poussée de 30 g, métal pur.
» 3 : deuxième cycle sous une poussée de 60 g, métal pollué par traitement antérieur sous vide primaire (10^{-2} mm Hg).

Fig. 2. — Examen en lumière polarisée d'un titane électrolytique ayant subi deux cycles dilatométriques sous une poussée de 60 g. L'échantillon a ensuite été comprimé sous 40 kg/mm² de façon à provoquer des déformations par glissement et maclage (G = 150).

Pour expliquer ces anomalies, nous avons fait l'hypothèse d'une transformation orientée sous l'effet de la pression et nous avons cherché à en établir et à en confirmer la cristallographie en nous servant du mécanisme proposé par W. G. Burgers ([2]). Ce mécanisme suppose un cisaillement parallèle à la direction $\langle 111 \rangle$ dans le plan $(11\bar{2})$ de la maille cubique, suivi d'un réarrangement atomique susceptible de rendre compte des distances interatomiques dans la maille α. De toutes les directions de l'espace, celle suivant laquelle une compression de module donné créera le cisaillement le plus élevé suivant la direction $\langle 111 \rangle$ du plan $(11\bar{2})$, sera celle qui fera 45° avec $\langle 111 \rangle$ dans le plan parallèle à $(11\bar{2})$ contenant $\langle 111 \rangle$. Ce sera donc la direction du plan (110) faisant 45° avec $\langle 111 \rangle$. Or à la direction $\langle 111 \rangle$ et aux plans $(11\bar{2})$ et (110) de la maille β correspondent respectivement la direction $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ et les plans $(10\bar{1}0)$

et (0001) de la maille α. Nous aurons donc tendance à rendre le plan (0001) parallèle à la direction du barreau, celle-ci faisant 45° avec la direction $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ dans ce plan. Dans ces conditions, la transformation correspond bien à une contraction du barreau dans le sens de l'axe de l'échantillon. Si l'on évalue, en se servant de cette hypothèse, la contraction correspondant à la transformation d'un monocristal β en un monocristal α dans le cas du zirconium (les données pour le titane n'existant pas dans la littérature), on trouve une valeur de 2,5 % environ qui reste bien supérieure aux valeurs expérimentales. Ceci tient au fait que les échantillons sont polycristallins. La taille des cristaux ne permet pas d'obtenir des diagrammes de Lauë, et nos tentatives ayant pour but d'enregistrer des diagrammes de fibre en déplaçant les échantillons ont également été négatives.

Aussi avons-nous cherché à obtenir une confirmation micrographique de ce schéma dans le cas où le phénomène est le plus marqué (métal électrolytique sous forte pression, zirconium et titane Van Arkel sous pression normale). Nous avons pour cela cherché des cristaux conservant l'extinction entre nicols croisés, et ayant par suite le plan (0001) voisin de la surface d'observation. La plupart de ceux-ci étant fortement allongés, avec des inclinaisons voisines de 45° sur l'axe. Nous avons ensuite comprimé ces échantillons jusqu'à 40 kg/mm², de façon à faire apparaître les lignes de glissement et les macles. Sur dix cristaux étudiés, huit nous ont donné une géométrie en bon accord avec notre hypothèse. Nous avons reproduit sur le cliché 2 une de ces micrographies : on voit apparaître les lignes de glissement [traces sur (0001):$\langle 11\bar{2}0 \rangle$], et plusieurs systèmes de macles dont les intersections avec (0001) ont des orientations voisines entre elles deux à deux, et proches de celles des lignes de glissement. Ces macles sont du type $\{10\bar{1}2\}$; nous notons en A et B, C et D des macles dont les plans d'accolement sont symétriques deux à deux par rapport au plan (0001). Les lignes de glissement font 54° entre elles, ce qui est en bon accord avec les 60° théoriques; la direction du joint de grain (souvenir approximatif du plan de composition) fait 50° avec l'axe du barreau (au lieu de 45°) et ne fait que 4° avec l'un des systèmes de lignes de glissement.

En conclusion, la contraction anormale dans la transformation $\beta \rightarrow \alpha$ du titane est liée à un mécanisme de cisaillement dans un plan préférentiel de la phase β. Ce phénomène pour prendre naissance suppose certaines conditions, réalisées au cours des cycles dilatométriques : croissance de gros grains facilitée par la pureté du métal, et semble-t-il préorientation au cours des cycles précédents.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) H. BIBRING et F. SEBILLEAU, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1496.

(2) W. G. BURGERS, *Physica*, 1, 1934, p. 561.

(*Centre de Recherches Métallurgiques de l'École des Mines de Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le mécanisme de la formation des sels minéraux basiques insolubles de cuivre. Variation du* pCu. Note (*) de M[lle] **Marianne Lemoinne** et M. **Jean Gauthier**, présentée par M. Paul Pascal.

Une Note précédente a signalé la variation du pH lors de l'action de solutions de sels de cuivre sur des suspensions d'hydroxyde du même métal. On étudie ici la variation du pCu ($= -\log a_{Cu^{++}}$), qui passe par un maximum très net, indiquant une *augmentation* de l'activité (et aussi de la concentration) en ions Cu^{++}, et le passage probable par une forme intermédiaire soluble.

Dans une Note précédente (1), nous avons montré que le pH des solutions de sels de cuivre variait brusquement lors de l'addition d'hydroxyde, puis plus lentement au cours d'un temps de l'ordre de 1 h. Nous avons étudié de même les variations du potentiel d'une électrode de cuivre dans une suspension d'hydroxyde dans des solutions de sels divers.

On a toujours utilisé comme électrode de mesure une électrode d'amalgame de cuivre, préparée suivant les indications de Dawson et Nair (2). Dans une première série de mesures, l'électrode de référence était une électrode au calomel saturée. Dans une deuxième série, les deux électrodes, constituées par de l'amalgame de cuivre, étaient placées dans la même solution, elle-même séparée en deux compartiments communiquant électriquement. Un barbotage d'azote éliminait une oxydation possible par l'air. Une troisième série a été exécutée avec le dispositif précédent, mais en additionnant la solution de sel de cuivre d'une quantité équivalente du sel correspondant de potassium.

Résultats. — Avec le premier montage, la stabilisation du potentiel de l'électrode de mesure est réalisée en quelques minutes, à 1 ou 2 mV près. Avec le second, il reste presque toujours une légère dissymétrie (également 1 ou 2 mV) entre les électrodes.

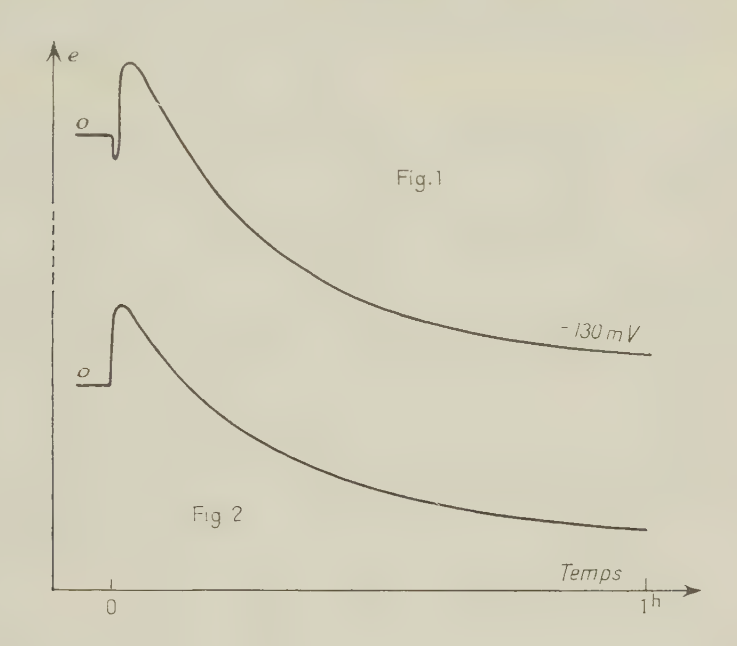
Dans le cas de l'addition de la suspension d'hydroxyde frais (excès de 10 % par rapport à la quantité calculée), il se produit toujours au départ une baisse de potentiel de l'électrode de mesure, baisse due à la dilution et atteignant jusqu'à 4 mV (*fig.* 1).

En fin d'expérience, il y a toujours une baisse considérable du potentiel (*fig.* 1 et 2), dans les cas où la réaction se fait réellement, baisse qui correspond à la disparition des ions Cu^{++} de la solution.

Un point important à signaler est l'existence d'un *maximum* de potentiel, correspondant à une *activité*, et très probablement à une *concentration très accrue* des ions cuivre dans la solution.

Les figures 1 et 2 représentent l'aspect de la courbe (potentiel temps) enregistrée dans le cas du nitrate de cuivre, cas tout à fait caractéristique, et permettant au mieux une étude du phénomène. Le nitrate donne, en effet,

une réaction pas trop rapide, au cours de laquelle on peut observer facilement les diverses phases. Le passage par le maximum jusqu'au retour au potentiel initial dure au moins 10 mn. Au cours des 50 mn suivantes, le potentiel de l'électrode de mesure peut atteindre — 120 mV.



D'après Dawson et Nair [2], la force électromotrice d'une pile avec une électrode à amalgame de cuivre est

$$E = E_0 + \frac{0,059}{2} \log a_{\mathrm{Cu}^{++}}.$$

Dans notre montage, on a

$$E = \frac{0,059}{2} \log \frac{a_{\mathrm{mes}}}{a_{\mathrm{ref}}}.$$

Si l'on pose, par analogie avec la définition du pH,

$$p\mathrm{Cu} = -\log a_{\mathrm{Cu}^{++}},$$

on a

$$E = -\frac{0,059}{2} \Delta p\mathrm{Cu}.$$

Les variations du potentiel de l'électrode de mesure permettent de déterminer les variations du pCu.

Chaque sel donne une courbe particulière, mais qu'on peut rapprocher de celle du nitrate. Par exemple, avec le chlorure et le sulfate, le maximum est pratiquement inexistant, le potentiel baisse d'une façon continue à partir de l'addition de l'hydroxyde, par suite sans doute de l'existence de

deux réactions compétitives, passage en solution et reprécipitation du cuivre, la seconde l'emportant sur la première. Le chlorate conduit à une courbe plus aplatie que celle du nitrate. Quant au perchlorate, au cours d'un essai de 3 h, il a donné seulement un maximum, sans amorce de diminution. On sait d'ailleurs que ce sel ne donne pas, par titrage par la soude, de sel basique du type (1,3) [*voir* le travail de R. A. Beebe et S. Goldwasser ([3])].

On atteint en fin d'expérience des potentiels de — 130 et — 195 mV pour le nitrate et le sulfate, avec l'hydroxyde frais. La variation du *p*Cu est alors de 4,40 et 6,60 respectivement, ce qui correspond à une division de l'activité par $2,5.10^4$ et 2.10^6 respectivement.

Dans le cas où l'on ajoute le sel correspondant de potassium, la baisse de potentiel de l'électrode de mesure est beaucoup plus rapide, et un peu plus importante. On interprète ceci par une *insolubilisation* plus complète des sels basiques sous l'action de leurs anions en excès dans le liquide.

Quant au maximum, qui peut atteindre 45 mV, il est beaucoup plus difficile à expliquer. Il correspond, en effet, à une augmentation du *p*Cu de 1,5 (c'est-à-dire à une multiplication par 30 de l'activité des ions cuivre). Si tout l'hydroxyde était, à un moment donné, solubilisé par le sel de cuivre, la concentration en ions cuivre serait tout au plus multipliée par 4 et l'activité par une valeur moindre.

S'il n'y a aucun doute quant à la solubilisation partielle du cuivre de l'hydroxyde [expériences antérieures ([4]), augmentation de l'activité des ions cuivre en solution], il n'en reste pas moins qu'on ne peut dire sous quelle forme (sel basique soluble, hydroxyde colloïdal partiellement peptisé, ions complexes ?) se trouve le cuivre ainsi passé en solution.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1994.

(2) Dawson et Nair, *Soil Science*, 69, 1950, p. 239.

(3) R. A. Beebe et S. Goldwasser, *J. Phys. Chem.*, 39, 1935, p. 1075.

(4) J. Gauthier, *Bull. Soc. chim.*, 1956, p. 661.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'existence de deux variétés cristallines du tétrafluorure de zirconium.* Note (*) de MM. **André Chrétien** et **Bernard Gaudreau**, présentée par M. Louis Hackspill.

Mise en évidence de deux variétés cristallographiques de ZrF_4, obtenues comme terme de la pyrolyse du zirconium — heptafluorure d'ammonium, et indications sur leurs préparations réciproques.

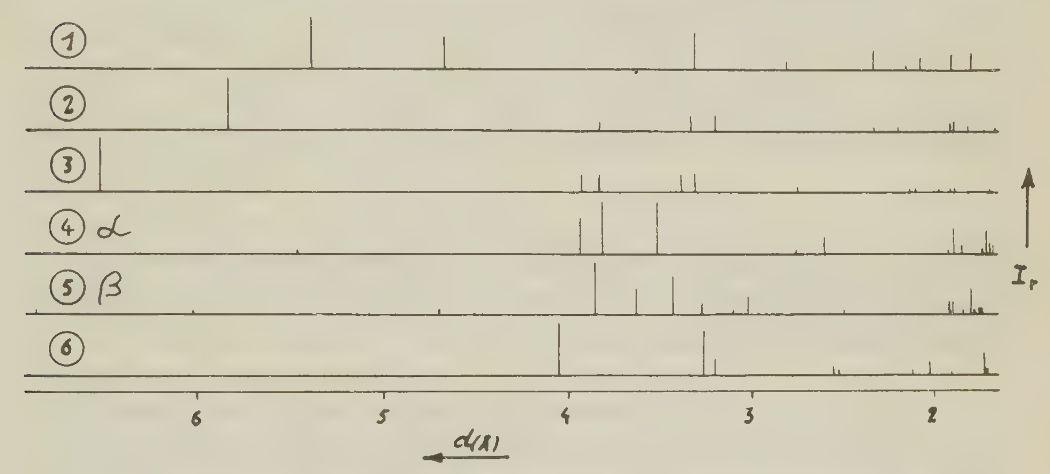
Le tétrafluorure de zirconium est préparé habituellement par union directe de ses éléments, ou par action du gaz FH sur le tétrachlorure Cl_4Zr.

Nous avons fait une étude sur la dissociation thermique du zirconium-heptafluorure d'ammonium, qui aboutit à F_4Zr avec perte en trois temps de fluorure d'ammonium. Marignac avait obtenu (1860) ce tétrafluorure par voie sèche en partant d'un mélange de zircone et de fluorure double acide d'ammonium. Trois complexes zirconium — fluorure se succèdent, qui chevauchent plus ou moins avec coexistence de deux d'entre eux suivant l'allure de l'élévation de la température, soit schématiquement :

$$(NH_4)_3(ZrF_7) \rightarrow (NH_4)_2(ZrF_6) \rightarrow (NH_4)(ZrF_5) \rightarrow F_4Zr.$$

Cette filiation a été établie par analyse thermique différentielle, tardivement [1], sous quatre pressions, de 760 à 20 mm Hg.

Notre étude de la même thermolyse donne des résultats nouveaux. Elle est faite par thermogravimétrie isotherme, sur 400 mg, suivie d'analyse radiocristallographique avec dosage du zirconium et de l'azote comme ammoniac.



1, $(NH_4)_3(ZrF_7)$; 2, $(NH_4)_2(ZrF_6)$; 3, $(NH_4)(ZrF_5)$; 4, $ZrF_4\,\alpha$; 5, $ZrF_4\,\beta$; 6, $ZrOF_2$.

Voici nos conclusions :

1° Sous courant de gaz inerte exempt d'humidité (azote ou argon) à 1 atm, chacun des trois zirconium-fluorures en jeu est thermolysé à température beaucoup plus basse que celle indiquée antérieurement; ainsi, l'heptafluorure perd du fluorure d'ammonium dès 120°, alors qu'il reste stable jusqu'à 297°C d'après Haendler et ses collaborateurs.

2° Le passage par l'hexafluorure est toujours fugace; il n'a pas été possible de s'y arrêter, même en fixant la température au voisinage de celle qui marque le début de la thermolyse de l'heptafluorure : 125° au lieu de 120°.

3° Le pentafluorure, au contraire, est obtenu pur dès 150° en une quarantaine d'heures, et il reste stable jusque vers 200°. On obtient F_4Zr à 330° en moins de 1 h.

4° Le spectre de rayons X de F_4Zr manifeste une différentiation très nette à

partir de $405° \pm 5°$. C'est l'indice de l'existence de ce corps sous deux variétés cristallographiques, α et β.

La variété α F_4Zr, obtenue au-dessous de 405° se transforme en β si on la chauffe au-dessus de cette température. Nous observons la transformation en une semaine à 500° ; à cette température la sublimation est déjà sensible, perte de poids, 3,4 % en une semaine. La transformation $\alpha \rightarrow \beta$ ne demande que 15 mn à 850° mais la perte de poids s'élève à 65 %.

La condensation sur une paroi froide de la vapeur émise par α ou par β donne la forme α microcristalline ; on obtient la forme β en cristaux relativement gros, de 1 à 4 mm de plus grande dimension, si la condensation de la vapeur émise par α ou par β est faite sur une paroi chaude, température supérieure à 405°, 500° par exemple.

La figure ci-dessus rassemble les distances interréticulaires et les intensités relatives I_r des principales raies des corps pouvant intervenir ; on s'est limité à une appréciation pour ces dernières.

Les auteurs antérieurs ne font mention que d'une forme cristalline de F_4Zr.

(*) Séance du 31 mars 1958.

([1]) HAENDLER, WHEELER et ROBINSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 2352.

GÉOLOGIE. — *Modifications climatiques et subsidence récente affectant le glacis Sud du bassin de l'Amazone (Rio Tocantins).* Note (*) de M. **JEAN PIMIENTA**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Au cours d'un cycle climatique, commençant par une érosion lente et s'achevant par des phénomènes torrentiels, des nappes d'alluvions ont rempli les dépressions du glacis. Elles ont ensuite été entaillées par un remaniement de la courbe de lit du Rio Tocantins, pouvant résulter de l'affaissement récent par failles, observable en aval de ce fleuve.

Il y a des terrasses le long du Rio Tocantins. En amont, à Pôrto Nacional, le sommet des terrasses est à 32 m au-dessus du niveau des basses eaux ; plus en aval, dans la région de Tocantinópolis et d'Itaguatins, il atteint 40 m. Encore en aval, les terrasses élevées s'interrompent entre Itaguatins et Imperatriz, justement là où les plateaux et les buttes-témoins de terrasses primaires et secondaires, abaissés par failles, disparaissent sous la basse plaine alluviale de la dépression de l'Amazone.

Le matériel constituant ces terrasses s'est sédimenté dans des dépressions du glacis Sud du bassin de l'Amazone, qui ont été remplies à des époques récentes par de vastes épandages d'alluvions. Limitée par des versants faillés, la dépression de Tocantinópolis et d'Itaguatins a plusieurs milliers de kilomètres carrés, et elle a été recouverte d'une nappe d'allu-

vions épaisse de 25 m. Des galets de quartz proviennent nécessairement des massifs cristallins dont est originaire le Rio Tocantins, à environ 1000 km en amont, car plus en aval il n'existe pas de filons de quartz susceptibles de leur avoir donné naissance. Il y a d'ailleurs dans ces galets un lit de gravillons diamantifères exploités à Itaguatins, exactement analogues aux gravillons transportés depuis les mêmes massifs dans le lit actuel, où des scaphandriers cherchent aussi des diamants. Dans le lit actuel, toutefois, ces gravillons sont mêlés à des quantités bien supérieures de vase, et l'on ne peut les ramasser que dans les rapides, où le courant est assez violent pour entraîner les vases.

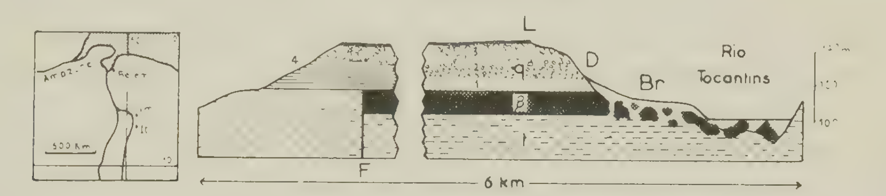


Fig. 1. — Coupe de la butte-témoin et du rapide d'Itaguatins.
t, Trias; β, basaltes; *q*, alluvions fluviatiles, 1, sableuses, 2, formées de petits cailloux, 3, formées de gros cailloux, 4, argileuses; L, croûte de latérite; D, niveau diamantifère; Br, éboulis; F, faille. A gauche : situation d'Itaguatins (It) et d'Imperatriz (Im).

En creusant leurs vallées postérieurement à ces remblayages, le Rio Tocantins et ses très nombreux affluents ont profondément disséqué ces dépôts, n'en laissant subsister que des buttes-témoins. Je donne ici la coupe d'une butte longue de 6 km, au pied de laquelle se trouve le hameau d'Itaguatins.

Au-dessus d'un plancher constitué de Trias ou de basaltes jurassiques, on trouve des sables fins passant progressivement à des gravillons de quartz roulés. A mesure qu'on s'élève, ces gravillons augmentent de taille régulièrement et progressivement, et deviennent des galets. Les niveaux supérieurs sont formés par les galets de quartz les plus gros, mêlés à des blocs de silex et de quartzite de grande taille, atteignant des centaines de kilogrammes. Les silex ne proviennent pas du cristallin, mais seulement du Permien de Carolina, ce qui représente quand même un transport d'au moins 200 km. Quant aux quartzites, ils viennent du Trias. Les diamants sont trouvés dans les graviers les plus fins, c'est-à-dire à la base, immédiatement au-dessus des sables. Le sommet de la butte est cuirassé d'une croûte de sable et de graviers cimentés par de la latérite, analogue à celles qu'on peut observer dans la région de Belém, et qui est très générale dans ces contrées.

La sédimentation de plus en plus grossière remplissant cette dépression, et dont l'évolution de la courbe de lit des rivières donne des coupes naturelles, paraît correspondre à un cycle climatique commençant par une

érosion lente du haut bassin, au début d'une période de dégradation forestière, et s'achevant par un épisode de pluies torrentielles ruisselant sur un sol déjà dénudé. La croûte de latérite a pu se former en fin de période, en consolidant un sol que les pluies n'entraînaient plus. Signalons qu'à Pôrto Nacional la sédimentation est plus complexe, car on devrait y distinguer au moins trois cycles successifs.

La coupe de la butte est différente sur son autre versant, plus éloigné du cours actuel du fleuve. Là, les blocs de silex et de quartzite du sommet existent encore, mais les galets de quartz deviennent exceptionnels. En dessous, la sédimentation est seulement constituée d'un limon rougeâtre interstratifié d'argiles bleues et de lits de sables. Comme les blocs de silex et de quartzite proviennent de la région et peuvent aussi bien avoir été transportés par les petits affluents, l'absence de galets de quartz et la plus grande finesse des éléments sont les caractères d'une sédimentation déposée à la suite d'épandages latéraux du fleuve principal. Cela montre qu'à cet endroit le lit actuel, creusé de 40 m, est surimposé au lit fonctionnant à l'époque du remblayage.

Avant de décrire les variations subies vers l'aval, à partir d'Imperatriz, il importe de souligner qu'il n'y a jamais de galets de basalte dans cette terrasse. C'est d'ailleurs normal, car le fleuve n'a entaillé la dalle de basalte que plus tard, en achevant de creuser son lit, et il ne pouvait l'éroder à l'époque du remblayage.

En aval d'Itaguatins, il y a quelques-unes des failles, qui délimitent les gradins descendant vers le centre de la dépression de l'Amazone. J'avais appelé cette dépression un *graben* (¹), mais maintenant que je connais mieux la position de certaines de ces failles, je crois que le terme ne s'applique pas, car si l'enfoncement est d'environ 4 000 m au centre, la zone affectée est tellement vaste que cet infléchissement à peine sensible n'intéresse qu'une pellicule d'épaisseur infime proportionnellement à la superficie.

A partir des failles d'Imperatriz abaissant le Trias et le basalte, le fleuve coule en aval dans des basses plaines sans aucune trace d'un ancien remblayage plus élevé. Mais il semble qu'à l'altitude même des basses eaux se trouve le niveau terminal de 40 m d'Itaguatins, avec des galets de quartz identiques, cimentés dans un conglomérat, recouvert par des limons actuels mélangés d'humus délimitant le lit majeur. Les alluvions anciennes du fleuve auraient donc été abaissées par ces failles, dénonçant un rejeu de 40 m depuis l'époque de leur dépôt. Rappelons que la dépression de l'Amazone contraste avec le bouclier brésilien stable, qui la borde sur son flanc Sud, parce qu'elle est le siège d'une tectonique récente (¹). Bien que les cailloutis d'Imperatriz soient actuellement au-dessous du niveau des basaltes existant en amont, je n'ai pu y trouver un seul galet

de basalte, ce qui est une excellente confirmation d'un abaissement par faille postérieure à leur dépôt. Ceci évidemment serait infirmé si une prospection plus méthodique permettait ultérieurement d'en découvrir. Menées avec une grande indigence de moyens matériels, mes recherches n'ont pu être, en effet, poussées comme je l'aurais voulu.

Entre autres interprétations possibles, l'abaissement du centre du bassin peut expliquer le remaniement de la courbe de lit du Rio Tocantins, constaté en amont, comme le montre le schéma ci-dessous :

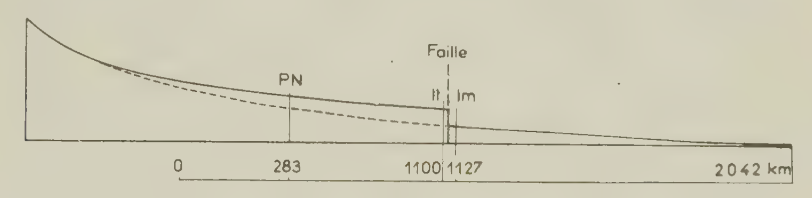


Fig. 2.

En tiretés, le lit actuel; PN, Pôrto Nacional; It, Itaguatins; Im, Imperatriz. Échelle des longueurs d'après un relevé de la C. E. O. R. T. A. (Commission des Études et des Ouvrages des Rio Tocantins et Araguaia) commençant à environ 400 km de la source.

(*) Séance du 24 mars 1958.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 639 et 918

(Laboratoire de Géologie de l'Institut des Hautes-Études de Tunis.)

PALÉONTOLOGIE. — *Observations sur les œufs de Dinosaures du bassin d'Aix-en-Provence : les œufs à coquilles bistratifiées.* Note (*) de MM. **Raymond Dughi** et **François Sirugue**, présentée par M. Roger Heim.

Les coquilles brisées d'œufs de Dinosaures qui constellent les sédiments détritiques du Rognacien *s. l.* (Bégudien, Rognacien *s. str.*, Vitrollien inférieur) du bassin fluvio-lacustre de Basse-Provence, notamment dans la région d'Aix, ainsi que les coquilles des œufs entiers qu'on observe par centaines en de multiples stations de cet étage, possèdent un même type général de structure (1). Elles sont constituées par l'étroite juxtaposition de « prismes » de calcite (réaction de Meigen) dotés d'une magnifique fluorescence jaune d'or sous la lumière de Wood, cylindriques ou plus souvent grossièrement coniques, perpendiculaires à la surface des coquilles, où leurs extrémités extérieures, généralement plus larges, font saillie en papilles à peu près hémisphériques, tandis que leurs extrémités intérieures, atténuées en pointes mousses parfois déprimées au sommet, se rapprochent à la face interne de la coquille en une sorte de réseau, porteur lui-même en certains cas d'une couche calcifiée sous-jacente qui l'empâte.

Les prismes, entre lesquels s'ouvrent des pores circulaires à trajet droit aboutissant aux dépressions du réseau interne, sont doublement striés : transversalement, par des courbes très serrées et convexes vers l'extérieur de la coquille; longitudinalement, par des lignes rayonnantes issues de la pointe du prisme; ils ont un contour polygonal dans la masse de la coquille, et, en coupe tangentielle, ils apparaissent divisés en colonnes de sections irrégulières très inégales, subdivisées elles-mêmes en éléments plus petits.

Compte tenu de l'épigénisation des anciennes parties protéiques (cuticule, matrix, membrane coquillière), cette structure est à rapprocher de celle de la *couche mammillaire* des coquilles d'œufs d'oiseaux, en particulier des Ratites vivants et fossiles : la couche doublant le réseau interne répond au reste de la membrane coquillière, les prismes sont les homologues bien développés des *mammillæ*, dont ils méritent de recevoir le nom, et la coquille d'œuf de Dinosaure tout entière, qui est dépourvue de couche spongieuse — soit de la partie mécaniquement la plus résistante de l'œuf d'oiseau — doit être considérée comme l'enveloppe d'un œuf de Sauropsidé protégé contre le milieu aérien, mais non adapté à supporter le poids d'un parent au cours de l'incubation.

Les variations principales sur ce thème ont été mises en évidence à l'aide d'un matériel très abondant. Elles intéressent : 1° La forme, cylindrique ou conique, des *mammillæ*; 2° La hauteur des *mammillæ*, c'est-à-dire l'épaisseur de la coquille (0,25 à 3,8 mm); 3° Les diamètres des papilles externes (0,5 à 1,6 mm) et des extrémités internes des *mammillæ* (0,15 à 0,45 mm); 4° L'hétérogénéité plus ou moins poussée des papilles externes et des éléments du réseau interne; 5° Le degré de coalescence des *mammillæ* entre elles, et en conséquence des papilles et des éléments du réseau interne; 6° La proportion et la distribution des *mammillæ* qui se terminent en papilles à la surface externe de la coquille (ornementation de la coquille); 7° La couleur de la calcite des *mammillæ*, qui sont blanches, ou brunes, ou noires, indépendamment de la nature du sédiment encaissant et de la couleur des restes de la membrane coquillière; 8° La forme subsphérique ou ellipsoïdale et les dimensions de l'œuf (nous avons relevé sur les œufs entiers assimilés à des ellipsoïdes de révolution des volumes en litres de 0,4, 0,6, 1, 1,8, 2,2, 2,3, 2,4, 2,7, 3,3). Certains caractères, l'épaisseur des coquilles par exemple, ne sont pas constants pour une sorte d'œuf bien défini par ses autres caractères; on doit leur attribuer la valeur du mode du polygone de fréquence de leur variation.

Nous avons ainsi distingué jusqu'ici, en nous fondant sur l'examen des œufs entiers, neuf sortes différentes d'œufs de Dinosaures présentant entre elles des discontinuités certaines, et l'étude des fragments de coquilles épars et des fragments que nous ont livrés des lessivages (0,25 à 0,30 mm

d'épaisseur) nous permet de soupçonner l'existence de cinq autres sortes d'œufs, si bien que nous ne saurions admettre l'attribution de tous les œufs au seul *Hypselosaurus priscus* (2) et que nous pensons que les connaissances actuelles sur la faune dinosaurienne du Crétacé supérieur de Provence sont encore très incomplètes.

D'assez nombreux fragments de coquilles recueillis dans le Rognacien *s. str.* et dans l'ancien Vitrollien inférieur présentent une variation d'un ordre particulier : ils paraissent comprendre, non pas une, mais deux séries de *mammillæ* superposées, et l'on pourrait croire que chacun d'eux est muni d'une double coquille, qu'il provient d'un *ovum in ovo*. On ne tarde pas à s'apercevoir cependant que les deux coquilles ne sont nullement indépendantes, car les *mammillæ* de la série externe sont une à une dans l'exact prolongement des *mammillæ* de la série interne, et n'en sont séparées que par une discontinuité plus ou moins accentuée de l'épaisseur des stries transversales. Les deux séries sont d'ailleurs d'épaisseurs égales ou inégales, et c'est tantôt l'une, tantôt l'autre qui domine. Ces fragments de coquilles bistratifiées, qui se rapprochent avec évidence des fragments d'œufs normaux auxquels ils sont mêlés, peuvent aussi être plus aberrants, en ce sens que les *mammillæ* de leur série externe manifestent quelque désordre et des malformations, et ne correspondent qu'en partie aux *mammillæ* de la série interne. Un exemplaire s'est même montré tristratifié.

Nous voyons dans ces coquilles, ordinairement plus épaisses que les coquilles habituelles (jusqu'à 6,1 mm), l'effet de la suspension et de la reprise de l'activité sécrétoire de l'oviducte chez quatre ou cinq espèces de Dinosaures sensibles, pendant la formation de leurs œufs, aux prémices des bouleversements climatiques de la fin du Crétacé supérieur.

On a exprimé l'opinion que la conservation d'un grand nombre d'œufs entiers dans les terrains de cette époque s'expliquerait par des défauts de fécondation et d'incubation. Mais il y a lieu de remarquer que l'abondance des restes d'œufs de bas en haut du Rognacien suppose une très active reproduction, que les lieux de ponte étaient vraisemblablement choisis parmi les mieux exposés, et surtout, comme nous le démontrerons sur des exemples précis, qu'on doit la fossilisation des œufs entiers, déposés sur le littoral des marécages — qu'ils fussent éclos ou non — à un enfouissement très rapide sous des *limons de crues*. En attendant les données nouvelles que la sédimentologie pourra livrer sur les conditions de l'extinction des Dinosaures à la limite du Crétacé et du Tertiaire, les seuls indices positifs sur la fin prochaine de ces Reptiles sont donc ceux que peuvent fournir dès maintenant les recherches méthodiques sur leurs coquilles bistratifiées.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) *Voir* R. Dughi et F. Sirugue, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 707 et 907.

(2) *Voir* A.-F. de Lapparent, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 546.

(*Musée d'Histoire naturelle, Aix-en-Provence.*)

GÉOLOGIE. — *Indices de scheelite dans la région de Saint-Renan* (*Finistère*). Note de MM. **Louis Chauris** et **Robert Moussu**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les premiers indices de scheelite du Pays de Léon ont été découverts par Ch. Pavot, aux environs de Saint-Renan, au début de 1957, au cours de prospection pour l'uranium. Depuis d'autres indices ont été décelés. Ces indices sont localisés dans un granite à grain fin, à microcline et à deux micas, dit granite de Saint-Renan (1), ou dans ses enclaves de roches métamorphiques, ou encore au voisinage de son contact. Ils sont disséminés sur une bande dirigée Ouest-Sud-Ouest, Est-Nord-Est, de 25 km de long sur 5 de large, entre Ploumoguer et Plabennec, et se présentent dans des paragénèses très diverses.

1. *Joints tourmalinisés du granite.* — C'est le mode de gisement le plus répandu, s'observant en particulier dans les carrières de Ploumoguer, de Tourous (Ouest de Saint-Renan) et du Petit-Paris (Sud-Ouest de Saint-Renan).

Au Petit-Paris, le granite, légèrement orienté, est coupé de joints verticaux et subverticaux auxquels est liée la minéralisation. La direction de ces joints varie beaucoup d'une carrière à l'autre. Des joints obliques ou perpendiculaires, longs de quelques dizaines de centimètres, divergent souvent à partir de ces joints verticaux.

Ces joints sont des fissures dont les épontes jointives sont souvent très riches en tourmaline, au point de constituer une véritable *tourmalinite* dont la puissance va d'une fraction de millimètre à plus de 5 cm. La tourmalinite est composée essentiellement de tourmaline, pléochroïque du vert clair au brun vert, en cristaux bien formés ou en fin feutrage; elle est recoupée par de fins filonnets de quartz. La *scheelite* est en mouches de forme irrégulière aux épontes ou en filonnets à l'intérieur de veinules de quartz parcourant la tourmalinite. Le *mispickel* accompagne très souvent la scheelite. Au contact des bandes tourmalinisées, le granite, ailleurs gris bleu, est blanchi sur une épaisseur de 0,5 à 5 cm; il est alors transformé en une roche constituée de petits grains de quartz disposés en traînées et entourant des cristaux de microcline aux contours déchiquetés et des reliques de plagioclases.

L'apport boré nécessaire à la tourmalinisation est passé par les joints

du granite. Tout le fer des micas du granite encaissant a migré pour former la tourmaline, d'où le blanchiment des épontes, suivant un processus évoquant celui décrit récemment dans le champ filonien d'Abbaretz [2].

2. *Tourmalinite écrasée à scheelite.* — Cette minéralisation n'a été observée que dans des éboulis provenant de la région de Keryaouen, au Sud-Ouest de Saint-Renan. La roche est bleu noir, à cassure conchoïdale et montre une minéralisation d'une remarquable régularité, sous forme de mouches de *scheelite*, accompagnées de *mispickel*, disséminées dans la masse.

3. *Mylonite à scheelite située au contact granite-gneiss.* — Les échantillons ont été recueillis en éboulis près de Lamber, à l'Ouest-Sud-Ouest de Saint-Renan. La scheelite, en tout petits grains, est disposée en traînées parallèles à la schistosité, dans des bandes quartzeuses contenant des débris de plagioclases et de microcline; des baguettes de tourmaline sont alignées parallèlement au litage; des bandes vertes constituées de tourmaline feutrée alternent avec ces lits quartzeux. La roche semble être une mylonite du granite à microcline.

4. *Filons de quartz à scheelite encaissés dans le granite.* — Sur le revers d'un chemin creux, au Cosquer-en-Plabennec, un filon de quartz à scheelite recoupe le granite. La scheelite forme de longues et minces veinules (2 à 3 mm sur plusieurs centimètres) dans le filon de quartz; elle s'est développée également dans l'éponte granitique en cristaux dépassant 1 cm.

Dans la carrière de Tourous, la scheelite se présente dans un quartz gras en amas dépassant 5 cm.

Dans la même carrière, la scheelite en petits amas disséminés, de 1 à 2 mm, est associée à du mispickel dans une zone quartzeuse incluse dans le granite.

5. *Scheelite associée à de la cassitérite et du mica blanc.* — Cette paragénèse s'observe dans un *filon quartzeux à mispickel*, encaissé dans le granite de la carrière de Tourous. La scheelite, en grandes plages, moule des lames automorphes de mica blanc ou forme de petits amas dans des zones riches en mica; elle s'est développée aussi en bordure du granite; elle paraît, enfin, mouler des cristaux de cassitérite atteignant 1 cm.

6. *Enfin la scheelite a été observée* : *a*, dans des filonnets de quartz encaissés dans une granulite près de Lamber;

b, dans des filonnets de quartz encaissés dans des gneiss près de Keryaouen;

c, dans un greisen près du Camp, au Nord de Saint-Renan : de gros éboulis de greisen à mispickel montrent quelques mouches de scheelite.

Conclusions. — L'intérêt des indices de scheelite de la région de Saint-Renan réside à la fois dans leur *extension* et dans la *variété* tout à fait remarquable des types de gisements. Si l'on met à part le cas exceptionnel

du greisen à scheelite, deux types principaux peuvent être distingués :

a. Scheelite des filons de quartz recoupant le granite (Le Cosquer, Tourous), la granulite (Lamber), le gneiss (Keryaouen).

b. Scheelite des joints tourmalinisés (Petit-Paris, Tourous, Ploumoguer).

Jusqu'à ce jour, la scheelite était considérée comme rare dans le Massif armoricain : elle était seulement connue à Montbelleux et à Dinan ([3]). Récemment, elle a été signalée à Coat an Noz, près de Belle-Isle-en-Terre, associée au wolfram et à la molybdénite ([4]). L'utilisation systématique de la lampe à rayons ultraviolets amènera probablement la découverte de nombreux autres indices.

(1) Ch. Barrois, *Feuille géologique de Brest au* 1/80 000e, 1902.
(2) L. Chauris et B. Paré, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6, n° 7, 1957, p. 597.
(3) F. Kerforne, *Bull. Soc. Géol. Min. Bretagne*, 3, 1922, p. 328.
(4) L. Chauris, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2331.

(*Laboratoire de Minéralogie de l'Institut Catholique de Paris.*)

PÉDOLOGIE. — *Variation de la composition chimique des solutions des sols suivant les horizons pédologiques.* Note de M. **Marc Schœller,** présentée par M. Pierre Pruvost.

Les solutions des divers horizons pédologiques, aussi bien des sols podzoliques que des sols bruns, ont des compositions différentes, mais présentent certains caractères communs.

L'étude des solutions de divers sols et des eaux des nappes phréatiques sous-jacentes de la région bordelaise nous a montré que la composition chimique des eaux d'imbibition des sols varie avec l'horizon pédologique. Cette étude a porté sur des sols podzoliques situés au Haillan, à Martignas, à Caupian et sur des sols bruns à Baron, à Pompignac, aux environs de Bordeaux.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Solutions des podzols. — La teneur en calcium et en magnésium des solutions des sols est généralement faible ou nulle en surface. Elle augmente légèrement vers la profondeur (carrière du Haillan, février 1954; carrière de Martignas, décembre 1955). La faible concentration à la surface des horizons pédologiques est due au lessivage par les eaux d'infiltration. Mais pendant les périodes où l'évapo-transpiration se fait particulièrement sentir, il peut y avoir un renversement du gradient de concentration (carrière de Martignas et carrière de Caupian).

Les alcalins Na et K varient plus ou moins suivant les horizons et leurs

teneurs relatives dépendent beaucoup plus des échanges de bases, comme l'indique, en particulier, le rapport K/Na.

La concentration des bicarbonates n'est pas non plus toujours la même dans les solutions des divers horizons; mais on observe des règles de distribution : la tendance générale est un accroissement vers la profondeur, surtout lorsqu'il y a eu un lessivage récent. A la suite d'une longue période pluvieuse, les bicarbonates sont, au contraire, plus abondants dans les horizons A, lieu de production importante du CO_2 par suite de l'activité biologique.

Le rapport SO_4/Cl reste à peu près le même pendant les périodes d'infiltration, alors qu'il subit des variations d'un horizon à l'autre pendant la période d'évapo-transpiration. Il en est d'ailleurs de même du rapport Mg/Ca.

Un fait important doit être signalé. La concentration en chlore varie très peu suivant les horizons pédologiques. Il est pour le moment difficile d'interpréter d'une manière précise cette constatation.

Ainsi, il y a une différenciation chimique des solutions des sols suivant les horizons. Elle n'est certes pas très poussée dans les sols podzoliques, ce qui est vraisemblablement dû :

1° à la nature presque absolument siliceuse de la roche-mère; il y a peu de substances facilement solubles et par conséquent aussi, peu de précipitations;

2° au lessivage important par les pluies abondantes qui traversent rapidement les sables, et empêchent ainsi toute concentration des éléments chimiques dans les solutions.

Seule, l'évapo-transpiration peut amener des perturbations qui sont cependant peu marquées.

Solutions des sols bruns. — Le calcium et le magnésium présentent une différenciation. Leurs teneurs sont, en effet, généralement plus élevées en surface et en profondeur que dans la partie moyenne.

La concentration en sodium varie aussi suivant les horizons. Mais si, dans certains cas, elle s'accroît, dans d'autres elle diminue vers la roche-mère. Le même phénomène a lieu pour le rapport K/Na selon les échanges de bases souvent puissants en raison de la nature argileuse des sols.

Les chlorures, eux, semblent traverser les terrains sans être sensiblement affectés.

Ici aussi il y a une différenciation suivant les horizons pédologiques. Mais elle est beaucoup plus poussée et plus nette que dans les solutions des sols podzoliques. Cela tient :

1° à la nature argileuse des terrains et à la nature calcaire de la roche-mère. Les eaux d'infiltration rencontrent donc des éléments chimiques facilement attaquables. Il peut ainsi aussi se produire des précipitations;

2° à la vitesse d'infiltration relativement lente des eaux superficielles, ce qui permet aux eaux de se charger abondamment en sels. Cette lenteur relative est due à la nature argileuse des sols.

On voit ainsi que la composition chimique des solutions des sols n'est pas la même dans les différents horizons d'un même sol, et que la différence entre les divers horizons est beaucoup plus prononcée dans le cas des sols bruns que dans celui des sols podzoliques.

(Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Bordeaux.)

MICROPALÉONTOLOGIE. — Lapidopiscum *nov. gen., type nouveau de Radiolaire viséen, famille des* Lapidopiscidæ *fam. nov., de l'ordre des* Albaillellidæ *Defl.* 1953. Note (*) de M. **Georges Deflandre**, présentée par M. Jean Piveteau.

Lapidopiscum n. g. *piveteaui* n. sp., diffère profondément de tous les Radiolaires connus par ses caractères insolites : structure dorso-ventrale, columelles pariétales à trabécules, apophyses frangées et arcs apophysaires, double cône spongieux antapical.

L'ordre des *Albaillellidea*, créé [1] pour la famille des *Albaillellidæ* Defl. 1952, peut être défini : Radiolaires fossiles à coque siliceuse à paroi mince normalement non perforée, de forme allongée et à symétrie bilatérale, pourvue de columelles non axiales, éventuellement noyées dans la paroi, développant hors de la coque un système squelettique externe, diversement constitué. Présentement, ces Radiolaires ne sont connus qu'au Carbonifère inférieur (Viséen de la Montagne Noire, des Pyrénées, de Pologne, du Harz, des confins algéro-marocains).

Chez les *Albaillellidæ* à coque longuement conique, le squelette pousse extérieurement deux branches opposées, réunies peu avant leur terminaison aiguë par un pont plus ou moins arqué. La branche principale correspond, dans l'intérieur de la coque, à la columelle dorsale, qui peut porter des trabécules latérales [*cf.* G. Deflandre [2], *fig.* 4].

Dans le nouveau genre *Lapidopiscum* [3], la structure est beaucoup plus complexe et l'étude d'une cinquantaine de spécimens n'a pas encore permis d'élucider la signification de tous les détails entrevus. Les individus repérés n'appartiennent d'ailleurs probablement pas tous à une seule et même espèce.

Le type, *Lapidopiscum piveteaui* n. sp. (*fig.* 1 à 4, 7, 8) possède une coque en cloche asymétrique à apex cornu dont la partie la plus convexe sera qualifiée de *dorsale*. Une mince columelle est située à peu de distance de cette paroi (*fig.* 1) à laquelle elle est reliée par des trabécules plus ou moins bien conservées; partie de la région basale de la corne apicale, cette columelle émet une liaison avec la corne dorsale et se prolonge finalement

hors de la coque par une courte poutrelle qui s'évase en un cône d'un tissu siliceux spongieux. Symétriquement et ventralement existe une autre columelle, souvent mal discernable, qui se prolonge aussi, hors de la coque,

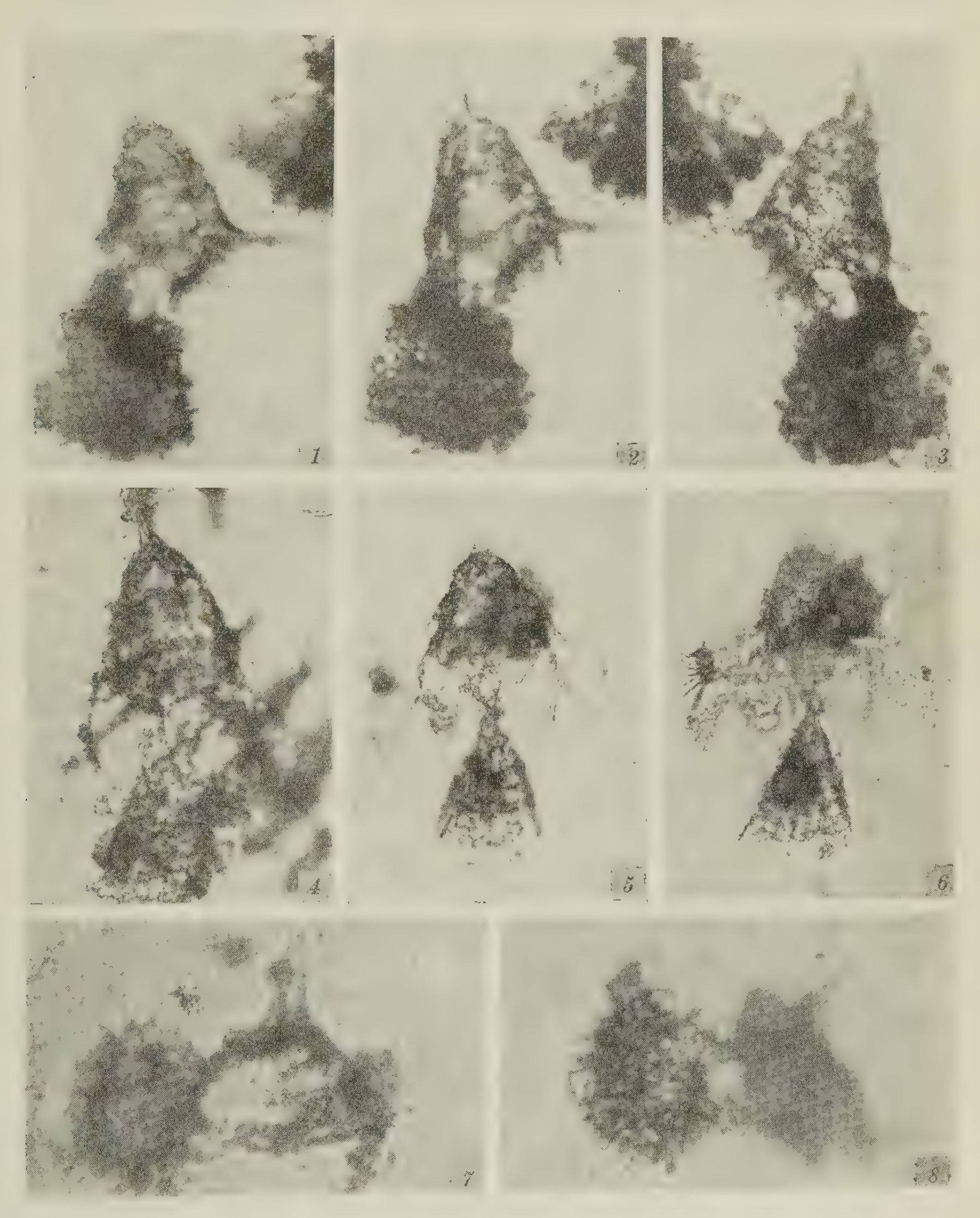


Fig. 1 à 8. — *Lapidopiscum piveteaui* n. g. n. sp. du Viséen de Cabrières (Hérault). 1 à 3, holotype, en coupe optique (1), en vue latérale gauche (2) et droite (3); 4, paratype, en vue ventrale oblique; 5 et 6, (var. ?) même spécimen, en vue ventrale, dans deux plans différents; 7, paratype, vue latérale droite; 8, paratype, vue antapicale oblique. Grossissement : 240 environ.

en un cône analogue; les deux cônes, coalescents, ne forment qu'un bloc, conique en vue dorsale ou ventrale (*fig.* 4, 5, 6), biconique en vue latérale (*fig.* 1 à 3).

La corne dorsale, parfois courte, parfois énorme (variabilité individuelle ou caractère éventuellement à retenir ?) est en rapport avec un système d'apophyses arquées tendant à se recourber vers la région postérieure ventrale. Deux de ces formations (arcs apophysaires) se rejoignent et se soudent sous le cône ventral (*fig.* 4, 5); deux autres, frangées en une sorte de dentelle, tendent, chez certains individus, à s'écarter du corps (*fig.* 6).

La paroi de la coque est mince, plus ou moins bosselée (ondulée en coupe optique, *fig.* 1); elle paraît bien avoir été originellement pleine et non perforée, comme celle des *Albaillella*; mais une structure lamelleuse n'a pas été observée chez *Lapidopiscum*.

Ainsi la structure de la coque proprement dite, chez *Lapidopiscum* comme chez *Albaillella*, diffère profondément de tout ce que nous connaissons chez les Radiolaires des autres ordres. Par contre, et c'est un fait remarquable, la structure spongieuse, présente chez *Lapidopiscum*, est identique à celle caractérisant de nombreux Radiolaires Sphærellaires : même disposition parallèle et irrégulière de planchers perforés et de colonnettes, telle qu'on la distingue parfaitement figures 5-6 et 8,

La microfaune de Radiolaires conservée dans les nodules phosphatés viséens présente un intérêt considérable, tant par les extraordinaires types nouveaux et aberrants qu'elle nous révèle (*Albaillella*, *Palæoscenidium*, *Ceratoikiscum*, *Lapidopiscum*, etc.) accompagnés de nombreuses formes nouvelles de Sphærellaires et de Nassellaires (encore inédites), que par les données paléobiologiques qu'elle nous fournit et dont un premier exemple a été donné récemment ([4]).

(*) Séance du 9 avril 1958.

([1]) G. Deflandre, *Titres et Travaux scientifiques* (Supplément 1949-1953), Paris, 1953, p. 14.

([2]) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 872.

([3]) *Lapidopiscum* nov. gen. Coque siliceuse mince, en cloche asymétrique, à columelles dorsale et ventrale prolongées hors de la coque en deux cônes coalescents spongieux. Génotype : *Lapidopiscum piveteaui* n. sp. Caractères du genre; une forte corne dorsale.

([4]) G. Deflandre et M. Deflandre-Rigaud, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 968.

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École Pratique des Hautes Études, Paris.*)

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Sur les intensités des bandes d'émission du ciel nocturne dans le proche infrarouge.* Note (*) de M. **Maurice Dufay**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les enregistrements du spectre du ciel nocturne dans le proche infrarouge au moyen d'un monochromateur à réseau tournant suivi d'un photomultiplicateur ont permis d'étudier les variations d'intensité des bandes de OH et de la bande « atmosphérique » de O_2 (8 640 Å). Une corrélation assez nette entre l'intensité de cette dernière bande et celle de la raie 5 577 Å de [O I] a été trouvée.

1. Dans une Note précédente (¹), nous avons donné des indications sur les premiers résultats obtenus sur le spectre du ciel nocturne entre 0,7 et 1,1 μ avec un monochromateur à réseau tournant associé à un photomultiplicateur de Lallemand à cathode Cs-O-Ag refroidie. Divers perfectionnements apportés à l'équipement ont permis d'améliorer notablement la sensibilité du dispositif et les enregistrements récents présentent une bien meilleure définition (*fig.* 1).

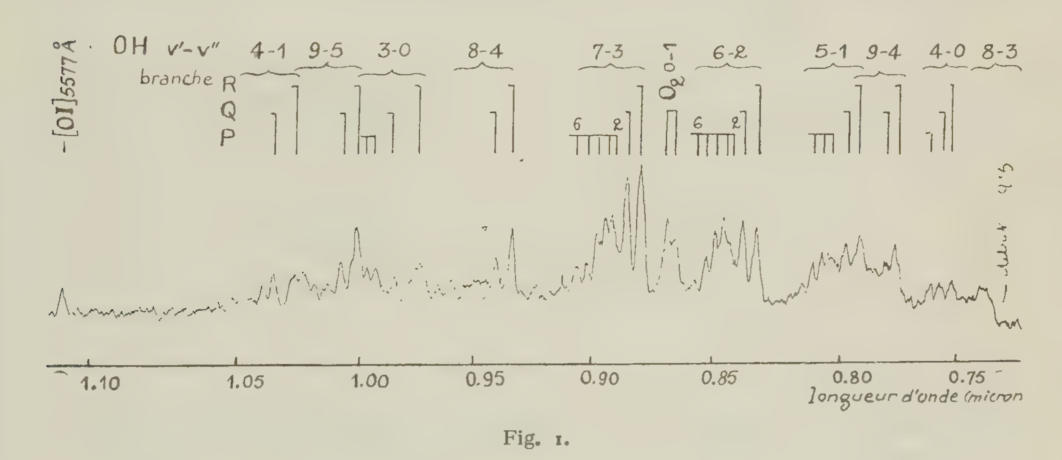


Fig. 1.

Le pouvoir de résolution de l'instrument est d'environ 15 Å. Il est suffisant pour distinguer les cinq premières raies P(2) à P(6) des bandes de rotation-vibration de OH, les composantes relatives aux deux niveaux $^2\Pi_{3/2}$ et $^2\Pi_{1/2}$ n'étant généralement pas séparées. La répartition des intensités dans les branches P correspond à une température de rotation voisine de 250° K, en bon accord avec les déterminations précédentes (²). En outre il y a accord général entre les intensités relatives des bandes observées et les intensités théoriques calculées par Heaps et Herzberg (³) et par Roach (⁴) à partir des probabilités de transition de Shklovsky (⁵). Toutefois pour le niveau de vibration $v' = 9$, les bandes (9-4) et (9-5) ont une intensité nettement inférieure aux valeurs prévues.

2. La seule radiation n'appartenant pas au système de rotation-vibration de OH est la bande O-1 du système atmosphérique de O_2 ($b_1\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-$,

branche P à 8659 Å, branche R à 8629 Å). Sur 50 nuits d'observation, en 1957, on a remarqué ses fortes variations d'intensité, déjà relevées par plusieurs auteurs. Elles sont sensibles au cours d'une même nuit, mais ne paraissent pas présenter de loi bien déterminée. Les variations saisonnières ont été importantes : leur amplitude atteint 100 % de la valeur moyenne, et deux maximums ont été relevés, le premier en juin, le deuxième plus important en octobre.

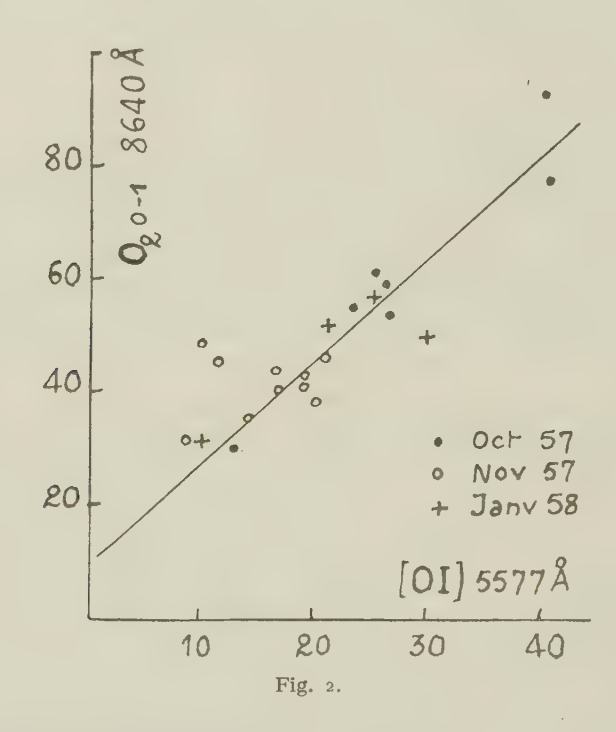


Fig. 2.

Quant aux bandes de OH, elles ont, comme l'année précédente, présenté une intensité exceptionnelle au cours de quelques nuits de la fin du mois de novembre, avec généralement un maximum prononcé entre 1 h et 3 h T. U.

3. Le graphique des variations saisonnières de l'intensité de la bande (0-1) de O_2 est parallèle au graphique correspondant de la raie 5 577 Å de [OI], obtenu à partir des mesures photométriques de Barbier [6] au même lieu d'observation (l'Observatoire de Haute-Provence). Cette remarque nous a conduit à étudier plus en détail la relation existant entre l'intensité de ces deux émissions, déjà entrevue par Berthier [7] par spectrophotométrie, mais dont l'étude n'est pas possible au moyen des photomètres usuels utilisant des cellules à Cs-Sb.

A cet effet on a enregistré, en même temps que le proche infrarouge, la raie 5 577 Å de [O I] du spectre du second ordre du réseau. On peut ainsi mesurer, sur un même enregistrement, les intensités des deux radiations émises par la même région du ciel à quelques minutes d'intervalle, et étudier les variations

de leur rapport indépendamment de tout étalonnage photométrique. Au cours d'une même nuit il n'y a pas une corrélation très étroite entre les intensités, les heures des maxima et des minima ne coïncidant généralement pas. Il existe par contre une corrélation notable entre les intensités moyennes journalières, comme le montre la figure 2 où chaque point représente une nuit d'observation.

La corrélation trouvée est plus lâche que celle existant entre la raie 5 577 Å de [O I] et les bandes de Herzberg de O_2 (6). On peut dire cependant qualitativement que la bande atmosphérique de O_2 est toujours intense quand la raie verte est en période de maximum, toujours faible dans le cas contraire.

4. La sensibilité de l'appareil étant 1,4 fois plus grande pour la radiation 8 640 Å du spectre du premier ordre que pour la radiation 5 577 Å du second ordre, nous voyons que le rapport des intensités O_2(O-1)/O I 5 577 Å varie entre 2 et 4,5 et a la valeur moyenne 2,5. Durant la période d'observation, la raie 5 577 Å a eu, d'après Barbier pour intensité moyenne 4.10^8 quanta. $cm^{-2}.s^{-1}$ (au-dessus de l'atmosphère). On en déduit que l'intensité moyenne de la bande atmosphérique (O-1) de l'oxygène avait pour ordre de grandeur $1,5.10^9$ quanta.cm^{-2}.s au-dessus de l'atmosphère.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 264.

(2) A. B. MEINEL, *Astrophys. J.*, 112, 1950, p. 120; J. DUFAY et M. DUFAY, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 426.

(3) *Z. Physik*, 133, 1952, p. 48.

(4) *Publications commitese of C. S. A. G. I.*, London, 1956.

(5) *Communication au Congrès de Liège*, 1956 (résumé ronéotypé).

(6) *The Airglow and the auroræ*, London, 1956.

(7) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1796.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Accumulation de composés phénoliques chez les plantes atteintes de maladies à virus.* Note de MM. **Claude Martin** et **Georges Morel**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Après avoir mis en évidence, par chromatographie sur papier, l'accumulation de composés phénoliques chez les plantes atteintes de maladies à virus, l'identification de ces composés a été entreprise. Il s'agit de dérivés de l'acide caféique : l'acide chlorogénique, et des isomères de ce corps, parmi lesquels l'acide isochlorogénique et un autre composé, dont la nature n'a pu être totalement élucidée.

L'un de nous a récemment montré que le suc cellulaire de Tabac atteint de maladies à virus présentait une absorption anormale d'oxygène. Cette observation nous a amenés à penser que cette absorption d'oxygène pouvait être due à l'oxydation de composés phénoliques en présence de polyphénoloxydases, toujours très actives chez les plantes malades.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'étudier ces composés phénoliques chez les plantes saines et malades.

Pour cela, 15 g de feuilles de Tabac, var. Samson, provenant de plantes jeunes ayant de 5 à 6 feuilles bien développées, étaient broyés à froid dans de l'alcool méthylique; après filtration, la solution était évaporée à sec sous vide à 40° C et le résidu remis en solution dans 2 ml d'eau distillée.

Cette solution était ensuite chromatographiée sur du papier Whatman nos 1 ou 4. Dans le but d'obtenir de bonnes séparations, nous avons étudié un grand nombre de solvants : le meilleur nous a semblé être le mélange butanol-acide acétique-eau 40-10-50; cependant, les séparations obtenues avec ce solvant n'étaient pas encore parfaites; nous avons tenté de les améliorer en tamponnant le papier suivant la méthode mise au point par Mac Farren ([1]) pour la séparation des acides aminés, et finalement nous avons obtenu d'excellents résultats en utilisant un papier tamponné à pH 7,5 (tampon phosphate 0,067 M) et comme solvant le mélange butanol-tampon phosphate 0,067 M, pH 7,5-acide acétique 150-50-5.

Les chromatogrammes étaient révélés par plusieurs réactifs des phénols : acide sulfanilique diazoté, *p*-nitraniline diazotée, chlorure ferrique, nitrate d'argent ammoniacal.

Cette technique nous a permis de mettre en évidence trois taches principales dont l'importance est beaucoup plus grande sur les chromatogrammes des extraits de plantes atteintes du virus de la Mosaïque du Tabac que sur ceux de plantes saines. Dans ces conditions, les R_f de ces trois composés étaient 0,25, 0,33 et 0,42. Nous avons désigné ces composés provisoirement par les nos 1, 2, 3.

Dans le but d'identifier ces phénols, nous avons cherché à en extraire des quantités pondérables. Pour cela, 2 à 3 kg de feuilles étaient broyés à froid dans du méthanol, la solution filtrée était évaporée sous vide et le résidu sec repris par un faible volume de méthanol. Cette dernière solution était déposée en bandes continues sur des feuilles de papier Whatman n° 3, tamponné à pH 7,5, et chromatographiée une première fois dans le mélange butanol-tampon pH 7,5-acide acétique 150-50-5; après développement, chacune des bandes correspondant aux trois phénols était éluée et rechromatographiée avec un deuxième solvant : butanol-éthanol-eau 40-10-20, puis de la même façon avec un troisième solvant : l'acide acétique à 2 %.

En concentrant l'éluat du composé n° 3, nous avons obtenu une substance qui cristallise en fines aiguilles rassemblées en mâcles ayant la forme d'oursins et fondant à 208° C. Ce corps, facilement soluble dans l'alcool et l'acétone, est pratiquement insoluble dans l'éther et le chloroforme; ses solutions se colorent en vert par Cl_3 Fe, ce qui semble indiquer que nous avons affaire à un orthodiphénol. Il donne, en présence de nitrite de sodium et de soude, une coloration rose caractéristique de l'acide

caféique (Hoepfner, 1928) ([2]). Or, on sait depuis Freudenberg (1920) ([3]) que chez les plantes l'acide caféique existe généralement en combinaison avec l'acide quinique pour former un depside : l'acide chlorogénique. Or, le point de fusion de l'acide chlorogénique : 208° C, correspond à celui du corps que nous avons isolé.

Il semble donc que nous ayons affaire à l'acide chlorogénique; pour vérifier cette identification, nous avons isolé l'acide chlorogénique de grains de café vert suivant la technique de Gorter ([4]). Les deux composés, celui isolé du Café et celui isolé de Tabac, se présentent de la même manière, leur point de fusion est identique et ne varie pas lorsqu'on les mélange; leur R_f est identique dans les solvants étudiés; leurs spectres d'absorption ultraviolets coïncident exactement. Il s'agit donc bien de l'acide chlorogénique.

Le composé n° 2, isolé de la même manière, ne cristallise pas. Par hydrolyse alcaline, il donne également les acides caféique et quinique. Or, Barnes ([5]) a montré qu'en plus de l'acide chlorogénique, le café renferme des isomères résultant de la combinaison des acides caféique et quinique; l'un de ces isomères est l'acide isochlorogénique pour lequel l'acide quinique est estérifié en position 5 par l'acide caféique, alors que pour l'acide chlorogénique cette estérification a lieu en position 3. L'estérification en position 5 favorise la formation d'une lactone et Barnes et ses collaborateurs ont montré qu'on isole toujours un mélange acide et lactone correspondante, si bien qu'il est impossible d'obtenir une forme cristalline à point de fusion net.

Néanmoins, par chromatographie sur papier, ce composé donne une tache possédant un R_f bien déterminé, qui correspond exactement au R_f de l'acide isochlorogénique du Café; il semble donc que l'on ait affaire à l'acide isochlorogénique.

Le phénol n° 1 n'existe qu'en très faible quantité chez le Tabac et nous n'avons pas pu le faire cristalliser; par hydrolyse alcaline, nous avons également obtenu l'acide caféique, mais nous n'avons pas pu mettre en évidence l'acide quinique, car les réactions caractéristiques de ce corps

sont beaucoup moins sensibles. Nous pensons cependant qu'il pourrait également s'agir d'un autre isomère de l'acide chlorogénique signalé par Uritani et coll. (6) sous le nom d'acide pseudochlorogénique.

(1) Mac Farren, *Anal. Chem.*, 23, 1951, p. 168.
(2) W. Hoepfner, *Chem. Z.*, 36, 1932, p. 991.
(3) K. Freudenberg, *Bei.*, 53B, 1920, p. 232.
(4) K. Gorter, *Bull. Dept. Agric. Indes Néerl.*, 14, 1907, p. 162.
(5) H. M. Barnes et al., *Contr. Centre Lab. Gen. Foods*, 72, 1950, p. 4178.
(6) I. Uritani et Migano, *Nature*, 175, 1955, p. 812.

(*Stations centrales de Pathologie et de Physiologie végétale, C. N. R. S., Versailles.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *A propos du comportement du noyau chez le* Batophora Oerstedi, *J. Ag.* (*Dasycladacées*) *cultivé, soit à l'obscurité, soit en présence de ribonucléase*. Note de Mme **Simone Puiseux-Dao**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Des séjours à l'obscurité ou en présence de ribonucléase permettent de mettre en évidence le rôle de l'acide ribonucléique d'origine nucléaire dans les synthèses cytoplasmiques chez le *Batophora Oerstedi*.

Des expériences récentes de H. Stich et W. Plaut (1) ont démontré que la ribonucléase dissoute dans le milieu de culture d'*Acetabularia* (Dasycladacées) vivantes stoppe le métabolisme général, azoté en particulier, dans des fragments aussi bien nucléés qu'anucléés. Ils ont mis en évidence, de plus, que des fragments anucléés dont l'acide ribonucléique (ARN) a été détruit par la ribonucléase, ne peuvent plus reprendre leurs synthèses après l'expérimentation, alors que des fragments anucléés dont le métabolisme a été arrêté par l'obscurité ou par la trypoflavine, retrouvent leur activité pendant un temps plus ou moins long, lorsqu'ils sont replacés dans des conditions normales, leurs réserves en ARN devant suffire momentanément. Ces expériences prouvent que l'ARN cytoplasmique est indispensable aux synthèses et que cet ARN ne peut se reformer dans le cytoplasme seul.

Des résultats que nous avons obtenus avec le *Batophora Oerstedi*, Algue tout à fait proche des *Acetabularia*, peuvent compléter les conclusions des auteurs précités. En effet, nous avons vu que le noyau du *Batophora* sécrète, dans le cytoplasme, des gouttelettes semblant provenir des nucléoles (6). Or, ces gouttelettes sont essentiellement constituées d'ARN, puisque sur du matériel fixé, leur coloration (azocarmin acétique) disparaît totalement après action de la ribonucléase à 55° C pendant 30 mn au moins; dans ce cas d'ailleurs, les nucléoles deviennent eux-mêmes pâles. Que les gouttelettes soient produites par les nucléoles ne fait aucun doute; car on observe assez souvent sur des Algues fixées et colorées des nucléoles

dont la surface est hérissée de telles émissions. Celles-ci traversent le suc nucléaire avant de sortir par des pores de la membrane nucléaire. Ces faits laissent penser que les nucléoles doivent être des centres de synthèse d'ARN et que cet ARN est, au moins en partie, émis dans le cytoplasme, où il sert probablement d'après les expériences de H. Stich et W. Plaut de précurseur à l'ARN cytoplasmique ou tout au moins en permet la formation.

De plus, le fonctionnement des nucléoles et l'émission d'ARN sont fortement influencés par le métabolisme général de la cellule : par exemple, dans des milieux nutritifs pauvres tels que de l'eau de mer pure, les nucléoles sont moins développés et la faible colorabilité du suc nucléaire atteste la pauvreté en gouttelettes d'ARN; au contraire, si les Algues sont cultivées dans de l'eau de mer additionnée d'une solution de terre (Erdschreiberlösung), les nucléoles sont plus volumineux et le noyau, très colorable, contient une grande quantité d'ARN qu'il sécrète abondamment dans le cytoplasme périnucléaire.

Le séjour des *Batophora* à l'obscurité peut durer fort longtemps sans que pour cela les Algues meurent. Au cours de ces périodes d'obscurité, la photosynthèse est abolie, le métabolisme et le « niveau énergétique » des cellules au sens de K. Beth (2) et de J. Haemmerling et H. Stich (3) sont fortement diminués. Le noyau en subit le contrecoup; le fonctionnement des nucléoles s'arrête progressivement; après huit jours, leur taille n'est pas changée, mais le suc nucléaire contient moins de gouttelettes et les émissions sont amoindries; au bout d'un mois, les nucléoles rapetissés se réunissent en une seule masse, tandis que le reste du noyau n'est presque plus colorable. Ces phénoménes s'accentuent encore, si le séjour à l'obscurité est prolongé. La diminution de taille des nucléoles et leur réunion en une seule masse ont également été observés chez l'*Acetabularia*, en particulier par H. Stich (4).

Si l'on essaie de faire agir de la ribonucléase sur les *Batophora* vivants, nous avons vu que les nucléoles se modifiaient de façon analogue (6) : diminution de taille, réunion en une seule masse et arrêt des émissions nucléaires; cependant, l'arrêt est toujours précédé par une augmentation en nombre et en volume des gouttelettes. Ces faits peuvent être interprétés de la manière suivante : la ribonucléase détruit surtout l'ARN cytoplasmique, plus facilement accessible, ce qui produit un abaissement considérable du métabolisme [H. Stich et W. Plaut sur l'*Acetabularia* (1), J. Brachet sur divers matériels (5)]; le noyau sécrète alors beaucoup plus d'ARN, palliant ainsi au déficit; mais ce phénomène est lui-même arrêté, parce que le métabolisme général est devenu trop bas pour que les nucléoles puissent continuer leurs synthèses; d'où des figures de repos analogues à celles que produit l'absence de lumière.

En conclusion, il semble probable que les nucléoles soient des centres de synthèse d'ARN, que cet ARN émigre en partie dans le cytoplasme où il est à l'origine de l'ARN cytoplasmique d'une manière encore inconnue. C'est sans doute par ce biais que le noyau est indispensable à la vie du cytoplasme; par contre, le fonctionnement du noyau et des nucléoles spécialement est entièrement soumis aux possibilités métaboliques du cytoplasme.

(1) H. Stich et W. Plaut, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 4, n° 1, 1958, p. 119.
(2) K. Beth, *Z. Naturf.*, 8*b*, 7, 1953, p. 334.
(3) J. Haemmerling et H. Stich, *Z. Naturf.*, 2*b*, 3, 1956, p. 162.
(4) H. Stich, *Experientia*, 12, n° 1, 1956, p. 7.
(5) J. Brachet, *Biochemical Cytology*, Academy Press, New-York, 1957.
(6) S. Puiseux-Dao, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1076.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Étude sur les polyholosides des tissus ligneux de quelques Angiospermes à bois archaïque*. Note (*) de Mme **Maryse Orcel**, transmise par M. Louis Emberger.

Gabriel Bertrand a été le premier à signaler la différence fondamentale existant entre le tissu ligneux des Gymnospermes et celui des Angiospermes (1), (2). Il a constaté, en effet, que les premiers donnaient à l'hydrolyse des quantités importantes de mannose, tandis que les seconds n'en libéraient pas. En réalité, d'autres auteurs ont reconnu depuis que l'hydrolyse de certains bois d'Angiospermes donnait également du mannose, mais en très petite quantité.

Par contre, G. Bertrand et G. Brooks ont montré que le bois des Angiospermes contenait beaucoup plus de pentosanes que celui des Gymnospermes (3), (4).

C'est pourquoi, il nous a paru intéressant d'étudier quelques Angiospermes, dont le bois présente des caractères archaïques (5), afin de rechercher si, du point de vue chimique, ce bois avait des caractères gymnospermiques ou angiospermiques.

Nous avons opéré sur des rameaux dont nous avons supprimé les feuilles et enlevé tous les tissus extérieurs au bois; ces rameaux ont été ensuite réduits en poudre et cette poudre a été desséchée à l'étuve jusqu'à poids constant.

C'est dans ce bois réduit en poudre que nous avons recherché les mannanes et les pentosanes suivant la technique que nous indiquons ci-après.

Le mannose est libéré par hydrolyse avec un acide dilué (Cl H à 5 %), en sorte que la cellulose n'est pratiquement pas attaquée. La durée de

l'hydrolyse est fixée à 6 h pour éviter une destruction ultérieure du mannose par l'acide bouillant (6). L'hydrolysat est filtré, neutralisé à la soude (7), (8), puis évaporé sous vide jusqu'à concentration convenable.

Le poids de produit hydrolysé et le taux d'évaporation sous vide sont déterminés par une première analyse, qui permet de précipiter le mannose des concentrats dans lesquels la teneur en sucre est à peu près constante pour toutes les analyses (8). La précipitation du mannose par la phénylhydrazine n'étant pas totale et variant avec la concentration, il nous a paru indispensable de prendre cette précaution pour que nos résultats soient comparables.

A. — *Gymnospermes typiques.*

		Mannose (%).	Pentosanes (%).
Abiétacées	*Pinus sylvestris*	12,2	3,2
	Picea axelsa	11,9	3,6
	Larix vulgaris	13,3	4,3

B. — *Angiospermes à caractères archaïques.*

		Mannose (%).	Pentosanes (%).
Schizandracées	*Schizandra grandiflora*	0,18	9,2
Wintéracées	*Drimys Winteri*	0,17	9,0
Cercidiphyllacées	*Cercidiphyllum japonicum*	0,22	7,5
Eupteléacées	*Euptelea polyandra*	0,19	7,4
Trochodendracées	*Trochodendron aralioides*	0,24	11,0
Illiciacées	*Illicium japonicum*	0,23	10,4
Eupomatiacées	*Eupomatia laurina*	0,21	8,3
Anonacées	*Anona cheirimolia*	0,22	15,4
	Asimina triloba	0,25	9,5
Lardizabalacées	*Akebia quinata*	0,26	12,8
	Decaisnea Fargesii	0,39	11,0
	Holbœllia latifolia	0,25	10,9
Dilléniacées	*Actinidia chinensis*	0,17	13,0
	Hibbertia volubilis	–	10,8
Calycanthacées	*Calycanthus lævigatus*	0,25	8,4
	Chimonanthus fragrans	0,33	11,2
Magnoliacées	*Magnolia grandiflora*	0,33	12,9
	Liriodendron tulipifera	0,20	13,3
	Michelia Champaca	0,27	9,4
	Michelia Figo	0,25	11,7
	Manglietia insignis	0,26	9,5
	Talauma Hodgsoni	0,24	12,2
Berbéridacées	*Berberis vulgaris*	0,16	8,5

C. — *Angiospermes typiques.*

		Mannose (%).	Pentosanes (%).
Saxifragacées	*Deutzia crenata*	0,3	10,4
Tiliacées	*Tilia cordata*	0,6	18,9
Salicacées	*Populus nigra*	0,8	14,5

Le mannose est précipité sous forme de mannosephénylhydrazone en milieu hydroalcoolique (9), (10).

Les résultats sont exprimés en grammes de mannose pour 100 g de bois sec.

Le dosage des pentosanes est basé sur le fait que ceux-ci sont transformés en furfurol par distillation dans l'acide chlorhydrique. Les hexoses des bois, qui sont libérés au cours de cette distillation, donnent de l'oxyméthylfurfurol, qu'on détruit par une deuxième distillation. Le furfurol obtenu est dosé par la méthode au bromure-bromate décrite par la Sous-Commission d'Analyse de la Conférence périodique de la Cellulose (11).

Les résultats sont exprimés en grammes de pentosanes pour 100 g de bois sec.

De l'étude des tableaux, il ressort que *les Angiospermes, dont le tissu ligneux a des caractères anatomiques archaïques qui le rapprochent du tissu ligneux des Gymnospermes, présentent une composition polysaccharidique de leur bois analogue à celle du tissu ligneux des Angiospermes typiques*. Les affinités chimiques de ces Angiospermes sont donc nettement angiospermiques.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) G. Bertrand, *Comptes rendus*, 129, 1899, p. 1025.

(2) G. Bertrand, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 23, 1900, p. 87.

(3) G. Bertrand et G. Brooks, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 961.

(4) G. Bertrand et G. Brooks, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 295.

(5) C. R. Metcalfe et L. Chalk, *Anatomie of the dicotyledons*, Oxford, 1950.

(6) A. Roudier et L. Eberhard, *Mém. Serv. Chim. État*, 36 (4e), 1951, p. 383.

(7) A. Nowotnowna, *Biochem. J.*, 2, 1936, p. 2177.

(8) A. Roudier et L. Éberhard, *Mém. Serv. Chim. État*, 36 (4e), 1951, p. 391.

(9) A. Roudier et L. Éberhard, *Mém. Serv. Chim. État*, 35 (2e), 1950, p. 13.

(10) A. Roudier et L. Éberhard, *Mém. Serv. Chim. État*, 37 (3e), 1952, p. 227.

(11) L. Brissaud, *Mém. Serv. Chim. État*, 35 (1er), 1950, p. 57.

PALYNOLOGIE. — *Premières remarques sur l'étude palynologique d'un guano fossile du Hoggar*. Note (*) de MM. **Armand Pons** et **Pierre Quezel**, transmise par M. Louis Emberger.

A la suite de nos premiers travaux sur l'étude palynologique de paléosols sahariens (1), nous avons essayé d'étendre nos recherches à divers sédiments riches en matériel organique susceptibles de fournir des résultats positifs. Nous avons de la sorte pu étudier un guano fossile dont l'attribution au Daman (*Procavia rufipes*) est à peu près certaine, provenant des sommets du Hoggar, et plus spécialement d'un abri sous roche du Taessa, massif situé à une dizaine de kilomètres au Sud de l'Ilamane,

un des points culminants du Hoggar. L'altitude du lieu de prélèvement peut se situer aux environs de 2 000 m.

Cet échantillon s'est révélé extrêmement riche en matériel sporo-pollinique particulièrement bien conservé et, après action de la liqueur de Schultz, de la potasse et acétolyse, il a été possible de dénombrer en moyenne entre 300 et 500 grains par préparation sous lamelle de 22 × 22 mm.

D'une façon très schématique, un pourcentage effectué sur 300 grains et sur la même préparation nous a fourni les résultats suivants par famille : Crucifères, 35 %; Éricacées, 12 %; Graminées, 11 %; Anacardiacées, 10 %; Composées, 5 %; Oléacées et Ombellifères, 4 %; Urticacées, 3 %; Caryophyllées, Chénopodiacées, Juglandacées, Labiées et Ptéridophytes, 2 %; Cypéracées, Polygonacées, Salicacées, 1 %; Acéracées, Caprifoliacées, Fagacées, Polygalacées, Typhacées-Tiliacées et Gymnospermes, moins de 1 %; Indéterminées, 3 %.

Il est certes très difficile et illusoire de vouloir établir un spectre pollinique significatif sur un guano d'herbivore, l'animal établissant un choix certain dans la flore qui l'entoure; d'autre part, la station (abris sous roche) rend compte de l'abondance relative des pollens appartenant à la flore rupicole et nitrophile locale qui, à cette époque, était constituée par diverses Chénopodiacées et Urticacées, ainsi que par au moins trois espèces de Fougères (*Cheilanthes* sp., *Asplenium* div.). Mais, il convient de remarquer l'allure indiscutablement méditerranéenne de cette flore, où prédominent largement des familles, telles que Crucifères, Anacardiacées, Éricacées, Oléacées et Ombellifères.

La détermination spécifique de tous nos pollens est bien souvent délicate et fera l'objet d'une publication ultérieure. Mais, il est d'ores et déjà possible de dresser la liste suivante, si l'on se contente, pour des raisons de commodité, d'envisager pour le moment seulement les espèces arborescentes et arbustives :

Gymnospermes : *Cedrus atlantica*, *Cupressus* cf. *Dupreziana*, *Ephedra major*, *Pinus halepensis*.

Angiospermes : *Acer* cf. *monspeliensis*, *Pistacia Lentiscus* et *P. terebinthus*, *Sambucus* sp., *Erica arborea*, *Quercus* sp., *Juglans regia*, *Phillyrea* cf. *media*, *Fraxinus xanthoxyloides*, *Salix* sp., *Tilia platyphyllos*.

Cette liste, bien que succincte, permet dès à présent de faire les remarques suivantes :

— L'extrême abondance des pollens d'*Erica* et de *Pistacia* permet d'affirmer la place non négligeable qu'occupaient ces deux espèces dans la couverture végétale;

— L'existence en quantité appréciable de pollen de Noyer et celle, bien plus réduite, de pollen de Tilleul, confirme l'existence, en Afrique

du Nord, à une date récente, de ces espèces qui ne sont plus considérées actuellement comme indigènes;

— La rareté des pollens des espèces arborescentes majeures : Cèdre, Cyprès, Chêne, Érable;

— Enfin, la présence de *Fraxinus xanthoxyloides* qui traduit le caractère nettement montagnard de cette flore.

Grâce au personnel de la Section d'électronique physique de Saclay et spécialement à M. Labeyrie, nous avons obtenu la datation de notre échantillon par le dosage du radiocarbone, soit en valeur absolue : 4 680 ± 300 ans.

Ainsi, la flore présente dans notre guano paraît contemporaine du Néolithique saharien, et probablement de celle que nous a livré l'abri sous roche de Méniet, situé à 300 km au Nord-Est, et qui présentait toutefois, très probablement, en raison de son altitude plus faible (1000 m), des caractères nettement plus xérophiles.

L'existence sur les sommets du Hoggar, il y a moins de cinq millénaires, d'une flore de caractère méditerranéen si accusé, où figurent encore des éléments arborescents actuellement absents des rivages méridionaux du bassin, confirme l'ampleur et la rapidité des modifications climatiques qui ont entraîné la désertification du massif. L'indication fournie par le radiocarbone doit grossièrement chiffrer le début de cette phase aride; en effet, la conservation de ce guano, matériel extrêmement hygroscopique dans un simple abri sous roche, est impensable sous un climat relativement humide. L'ensemble des espèces recensées permet d'ailleurs d'affirmer que la flore méditerranéenne culminale présentait déjà des caractères de régression, l'abondance des Éricacées, des Anacardiacées et des espèces herbacées très probablement annuelles, suggère plutôt l'idée d'une garrigue claire, que celle d'une forêt.

Les espèces arborescentes n'étaient toutefois pas absentes; mais, même si elles n'étaient pas consommées par les herbivores, ce qui est peu probable, du moins pour les Angiospermes, l'extrême rareté de leurs pollens ne permet pas d'admettre l'existence d'une couverture forestière. Elles devaient plutôt constituer une ripisylve très fragmentaire, ou subsister seulement à proximité de quelques points d'eau permanents indiqués par la relative abondance de pollens de Cypéracées, Polygonacées et Typhacées.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1656 et *Trav. Inst. Rech. Sah.*, Alger, 4, 1957.

CYTOLOGIE. — *L'ultrastructure du blépharoplaste des Infusoires ciliés.* Note (*) de M[me] **Cécile Noirot-Timothée**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Si les cils et les flagelles possèdent tous la même ultrastructure fondamentale, les faits sont beaucoup moins clairs en ce qui concerne les éléments infraciliaires. Pour essayer de dégager les traits essentiels de la morphologie des bases ciliaires, nous avons étudié deux types de Ciliés de la panse des Ruminants : les Isotrichidæ (Holotriches Trichostomes) et les Ophryoscolecidæ (Spirotriches Entodiniomorphes). Dans les deux cas, le cil possède la structure désormais classique : neuf paires de fibrilles formant une couronne autour des deux fibrilles axiales. Les fibrilles périphériques se prolongent à l'intérieur du cytoplasme, tandis que les fibrilles axiales se terminent sur un corpuscule osmiophile situé au niveau de la limite externe de la cellule. Ce *grain axial*, sensiblement sphérique, de 80 mμ de diamètre environ, semble souvent entouré d'une sorte de halo clair souligné vers l'intérieur du Cilié par une petite calotte osmiophile quelquefois finement granuleuse.

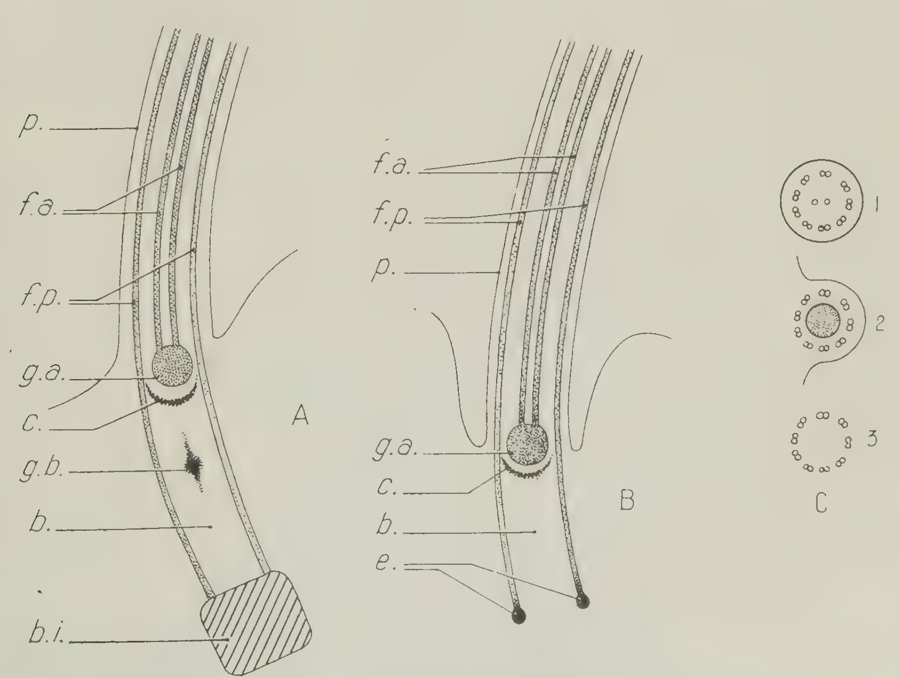


Fig. 1. — Schémas montrant l'ultrastructure des cils et des blépharoplastes; *A*, coupe longitudinale d'un cil et d'un blépharoplaste chez un Ophryoscolecidé; *B*, la même chez un Isotriche; *C*, coupes transversales au niveau de la partie libre du cil (1), du grain axial (2) et du blépharoplaste (3): *b*, blépharoplaste; *b. i.*, baguette infraciliaire; *c*, calotte granuleuse; *e*, épaississements terminaux des fibres périphériques; *f. a.*, fibres axiales du cil; *f. p.*, fibres périphériques du cil; *g. a.*, grain axial; *g. b.*, granulations intrablépharoplastiques; *p*, pellicule.

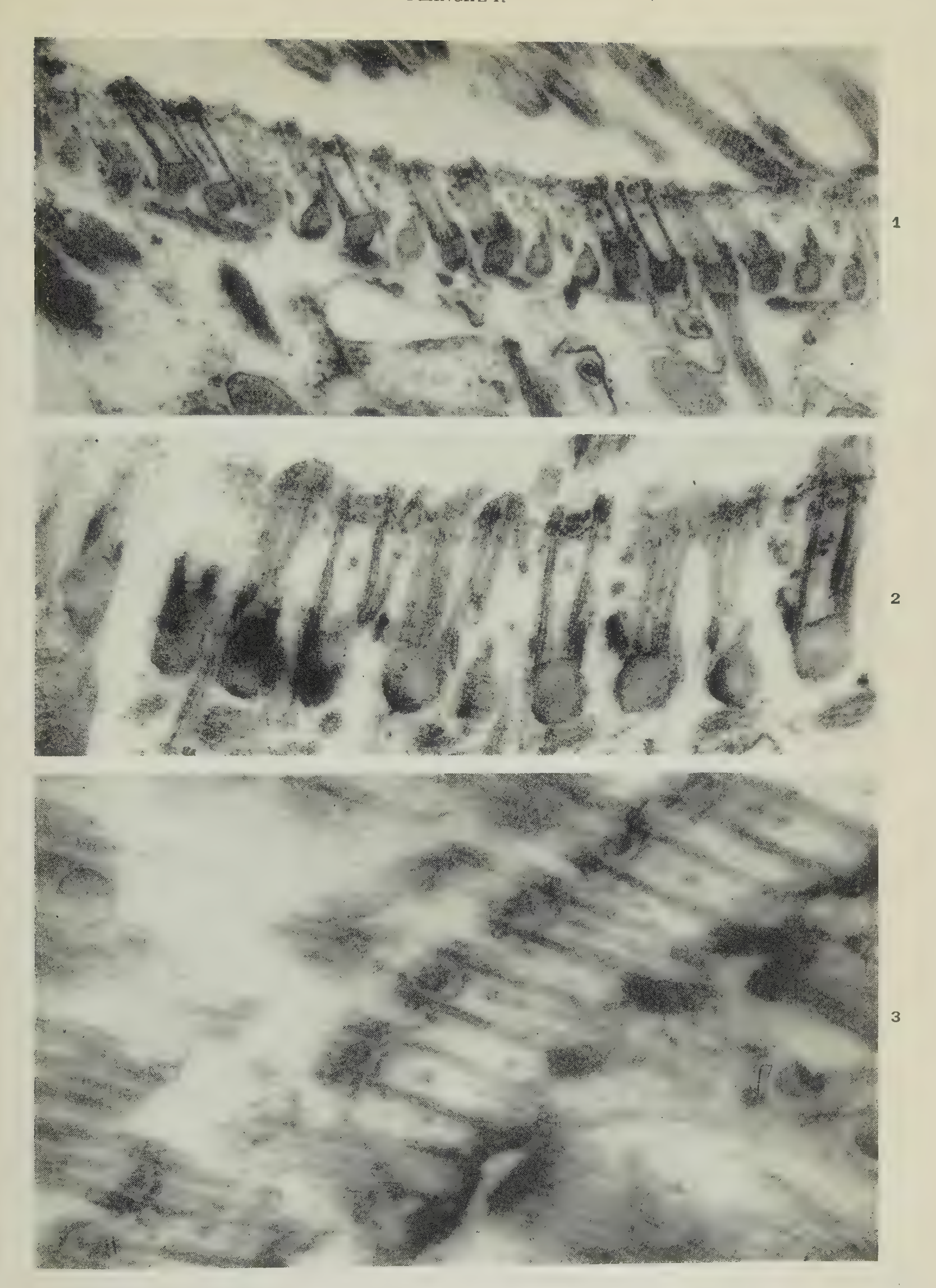
En dessous du grain axial, les fibres périphériques du cil déterminent à l'intérieur du cytoplasme un cylindre dont la hauteur est de 300 mμ chez *Isotricha* et de 400 mμ chez les Ophryoscolecidæ. Nous reconnaissons avec la plupart des auteurs que ce cylindre représente le *blépharoplaste* (1). Les fibres axiales n'y pénètrent jamais, mais, chez les Ophryoscolécidés, il contient fréquemment quelques fines granulations qui, en coupe transversale, peuvent prêter à confusion. Le blépharoplaste des Isotriches est ouvert à sa base; les extrémités des fibrilles formant sa paroi sont simplement marquées par de petits épaississements. Chez les Ophryoscolècidés au contraire les blépharoplastes apparaissent fermés à leur base par des masses osmiophiles plus ou moins rectangulaires sur les clichés; ce sont les coupes des baguettes infraciliaires (2), éléments de nature vraisemblablement squelettique, sous-jacents aux blépharoplastes, mais n'en faisant pas partie intégrante.

En somme, le *blépharoplaste* se présente comme un cylindre mesurant environ 150 mμ de diamètre et de 300 à 400 mμ de hauteur; sa paroi est constituée par neuf paires de fibrilles tubulaires parallèles à son grand axe, et le cytoplasme qu'il renferme ne se distingue apparemment pas de celui qui l'environne. A l'extrémité distale de ce cylindre se trouve le grain axial accompagné de sa petite calotte. Nous avons pu observer des blépharoplastes sous cette forme typique, lors des tout premiers stades de la division de quelques *Entodinium*, avant que ne se fasse la poussée des cils (3).

Les structures plus compliquées observées dans quelques cas, notamment celui des blépharoplastes des épithéliums vibratiles (4), peuvent sans doute se ramener toutes à des variations de cette organisation fondamentale.

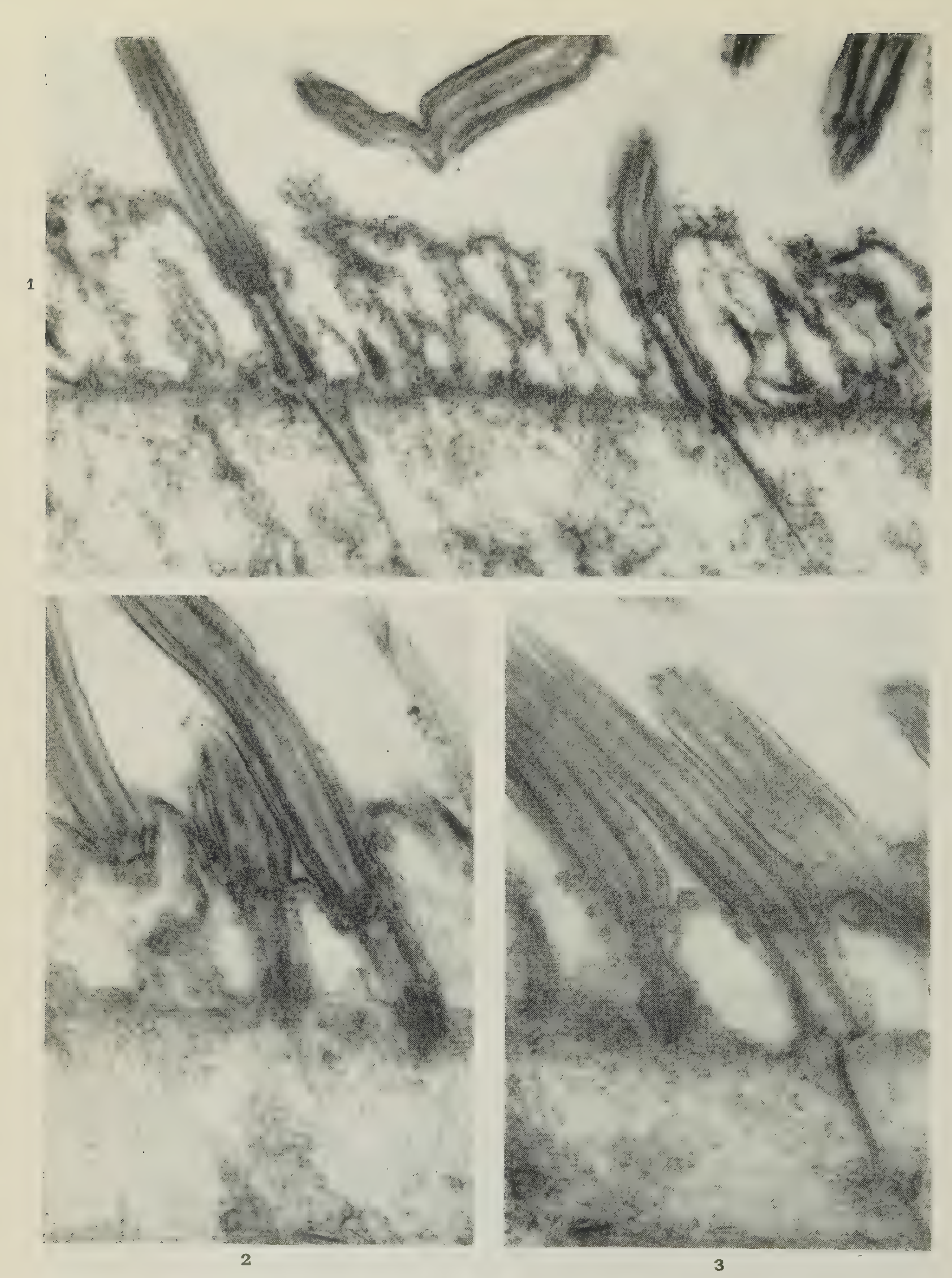
Une formation comparable à notre grain axial n'a guère été observée que chez *Spirostomum ambiguum*, où Randall (5) l'a interprété à tort comme étant le cinétosome, chez *Euplotes patella* (6) et chez la Chrysomonadine *Chromulina psammobia* (7).

Plusieurs auteurs [(8) et (9)] ont observé que les centrioles de certaines cellules, au repos ou en division, possédaient une ultrastructure comparable à celle des blépharoplastes (sans le grain axial toutefois). Cette analogie n'est pas très surprenante puisque de nombreux travaux ont démontré l'origine centrosomienne des grains infraciliaires ou infraflagellaires. Mais dans d'autres cas le centrosome (10) a été décrit comme une masse osmiophile homogène [spermatides d'*Helix pomatia* (11) et de *Spirotreptus castaneus* (12), *Pyrsonympha* (13), *Chromulina* (7)]. On pourrait à la rigueur admettre que cette substance osmiophile représente l'archoplasme et que l'incidence des coupes examinées n'a pas permis d'observer le centriole proprement dit, mais alors on devrait retrouver une telle substance autour



Coupes verticales ou un peu obliques de zones ciliaires d'*Ophryoscolecidæ*. Formés par les prolongements intracytoplasmiques des fibrilles périphériques des cils, les blépharoplastes sont fermés à leur base par les baguettes infracilaires, sur lesquelles s'insèrent les fibres rétrociliaires. A l'extrémité distale du blépharoplaste se trouvent le grain axial et sa petite calotte. Comparer avec la figure 1 *A*.

1 : × 30.000 ; 2 : × 55.000 ; 3 : × 67.500.



Coupes de la région corticale de plusienrs *Isotricha*. Le blépharoplaste possède la même ultrastructure que chez les Ophryoscolecidæ, avec notamment le grain axial et sa petite calotte. Il n'existe pas de baguette infraciliaire mais seulement un épaississement des extrémités des fibrilles formant la paroi du blépharoplaste. Comparer avec la figure 1 *B*. De courtes racines ciliaires courent dans l'ectoplasme.
1 : × 40.000; 2 et 3 : × 67.500.

des centrioles structurés, en particulier autour de ceux des leucocytes, car dans ce cas les techniques de la cytologie classique révèlent une sphère archoplasmique bien développée. Or les clichés publiés ne montrent rien de tel. Cependant, dans leur dernière Note, Bessis et Breton-Gorius (14) décrivent le centriole des leucocytes comme un cylindre entouré de deux couronnes de neuf « massules », chaque massule étant réunie par un fin tractus (ou pont) à l'une des fibres formant la paroi du cylindre. Ces deux couronnes pourraient fort bien ne pas faire partie du centriole et correspondre à un archoplasme structuré. Mais ce n'est là qu'une hypothèse, et en vérité il nous faut bien reconnaître que, dans l'état actuel de nos connaissances, nous ne pouvons pas attribuer au centrosome une ultrastructure bien définie. L'étude de cet organite dans de nombreuses cellules, aux rôles et aux potentialités variés, nous apportera sans doute un jour la clé de ce qui se présente encore actuellement comme une énigme.

(*) Séance du 31 mars 1958.
(1) Ou cinétosome, d'après Chatton.
(2) Nous avons montré récemment que les fibres rétrociliaires sont insérées sur ces baguettes (*Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1286).
(3) E. Fauré-Frémiet les décrit comme des vésicules ovoïdes (*Ann. Rev. Microbiol.*, 11, 1957, p. 1-6).
(4) D. W. Fawcett et K. R. Porter, *J. Morphol.*, 94, 1954, p. 221-282; J. Rhodin et T. Dalhamn, *Z. Zellforsch. Mikr. Anat.*, 44, 1956, p. 345-412; etc.
(5) *Nature*, 178, 1956, p. 9-14; *Symp. Soc. Exp. Biol.*, 10, 1957, p. 185-195.
(6) L. E. Roth, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 985-1000.
(7) E. Fauré-Frémiet et Ch. Rouiller, *Exp. Cell Research*, 14, 1958, p. 47-67.
(8) E. de Harven et W. Bernhard, *Z. Zellforsch.*, 45, 1956, p. 378-398.
(9) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Bull. Micr. appl.*, 7, 1957, p. 54-56.
(10) Avec les auteurs classiques, nous considérons que le centrosome est formé d'un grain central ou centriole entouré d'une sphère d'archoplasme d'où s'irradie l'aster.
(11) P.-P. Grassé, N. Carasso et P. Favard, *Ann. Sc. Nat.*, *Biol. anim.*, 11e série, 18, 1956, p. 339-380.
(12) P.-P. Grassé, O. Tuzet et N. Carasso, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 337.
(13) P.-P. Grassé, *Arch. Biol.*, 67, 1956, p. 595-611.
(14) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1289.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres Organisés et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S., Paris.*)

BIOLOGIE MARINE. — *Sur la régénération de la région pharyngienne chez* Syllis gracilis *Grube* (*Annélide Polychète*). Note de Mlle **Christiane Baltardive**, présentée par M. Louis Fage.

Caullery et Mesnil ont constaté, pour la première fois en 1919 (1), que *Syllis gracilis* Grube était capable de régénérer la partie antérieure du corps en différenciant un nouveau pharynx comportant une trompe, un proventricule et un ventricule.

Nous avons repris l'étude de ce phénomène d'un point de vue à la fois expérimental et histologique, sur des individus de *S. gracilis* recueillis dans le port d'Alger.

Une première série d'opérations nous a permis de confirmer le fait que, chez ce Syllidien, une régénération antérieure s'effectue toujours avec différenciation d'un nouveau pharynx, quel que soit le niveau d'amputation. Des tronçons courts (de cinq à deux segments) isolés par deux sections simultanées, sont capables de régénérer à la fois une partie postérieure et une région antérieure avec un tractus pharyngien.

Des expériences d'ablations électives ont été effectuées pour rechercher les potentialités régénératrices du pharynx en l'absence de régénération de métamères antérieurs.

La reconstitution totale du tractus pharyngien a lieu après ablation simultanée de la trompe, du proventricule et du ventricule.

De même, des ablations électives de trompe, de proventricule, de trompe et de ventricule, de proventricule et ventricule, sont régulièrement suivies de la régénération des parties réséquées.

Une étude histologique de la néoformation du tractus pharyngien, corrélative d'une régénération antérieure, nous a permis de préciser la nature tissulaire des différentes parties du pharynx régénéré.

De quatre à six jours après amputation de segments antérieurs, apparaît, au niveau de section, un renflement ectodermique à partir duquel s'effectue une invagination. Celle-ci s'accroît jusqu'à rejoindre l'intestin. L'individualisation de la trompe et du proventricule s'effectue au niveau de ce diverticule ectodermique. Le proventricule se forme à la partie postérieure où les cellules mésodermiques se disposent en deux couches concentriques; la première, contiguë à l'ectoderme, donne naissance à la couche de muscles transversaux, la deuxième est à l'origine des muscles radiaires. Antérieurement, les cellules ectodermiques sécrètent l'épaisse cuticule caractéristique de la trompe; le mésoderme reconstitue la musculature.

Corrélativement le ventricule se différencie. Son origine est endodermique; la partie distale de l'intestin, immédiatement au contact du proventricule néoformé, prolifère et détermine la formation de cette partie du pharynx.

Les processus morphogénétiques qui ont lieu au cours de la régénération et du développement embryonnaire du pharynx sont donc semblables : trompe et proventricule sont d'origine ectodermique, le ventricule est endodermique. Le mésoderme, dans les deux cas, n'intervient que pour former la musculature pharyngienne.

(1) Caullery et Mesnil, *Comptes rendus*, 169, 1919, p. 926.

BIOLOGIE MARINE. — *Potentialités de sexualisation réelles et virtuelles au cours de la stolonisation chez les* Syllinæ (*Annélides Polychètes*). Note de M. **Maurice Durchon**, présentée par M. Louis Fage.

Chez les Syllidiens qui se reproduisent uniquement par stolonisation, la maturation génitale s'opère dans un certain nombre de segments postérieurs. Des processus morphogénétiques concomitants déterminent une transformation somatique des métamères sexués en un stolon qui, finalement, se sépare de la partie antérieure, asexuée, ou souche. Dans les conditions naturelles, plusieurs stolonisations peuvent se succéder. Les périodes de sexualisation sont cependant généralement séparées par un temps plus ou moins long de repos sexuel, pendant lequel la souche régénère de nouveaux segments. On peut ainsi étudier les potentialités de sexualisation réelles; on constate que le nombre de métamères qui restent toujours asexués est généralement élevé. Le rapport du nombre total de segments primitifs, ayant sexualisé, au nombre de segments initiaux, a une valeur moyenne de 0,45 chez *Syllis amica* Quatrefages (après deux stolonisations) et de 0,39 chez *Syllis vittata* Grube (après trois stolonisations).

Expérimentalement, il est possible de mettre en évidence les potentialités sexuelles que nous appellerons virtuelles. En effet, l'ablation élective du proventricule instaure un état de sexualisation permanente. Dans ces conditions, les stolonisations se succèdent rapidement.

Cette opération pratiquée chez des individus de *S. amica*, *S. vittata* et *Trypanosyllis zebra* Grube, maintenus à la température constante de 20° C, a permis de constater des différences de potentialités sexuelles virtuelles entre ces trois espèces.

Chez *S. amica*, le rapport du nombre total de segments primitifs, sexués, au nombre initial de segments s'élève, en moyenne, à 0,73 après trois stolonisations; les stolons de deuxième et troisième ordres ne comportent jamais plus de deux à trois segments régénérés.

Chez *S. vittata* et *T. zebra*, espèces chez lesquelles la régénération de la souche est concomitante de la stolonisation, chaque stolon comporte toujours un nombre élevé de segments régénérés. Si l'on envisage le rapport du nombre total de segments primitifs ayant sexualisé au nombre initial de métamères, on constate qu'il est, en moyenne, de 0,44 chez *S. vittata* et de 0,015 seulement chez *T. zebra*, après trois stolonisations expérimentales. Les valeurs obtenues sont donc beaucoup plus faibles que celles trouvées chez *S. amica*.

D'autre part, chez *T. zebra*, si les segments régénérés sont réséqués sur

un individu en état de sexualisation permanente, on constate qu'une nouvelle stolonisation n'apparaît qu'après régénération caudale. Dans le cas d'ablations répétées du régénérat, la sexualisation ne s'effectue que dans cinq segments primitifs, au maximum. La même opération effectuée chez *S. amica* n'entrave pas la stolonisation qui s'opère dans une quarantaine de segments.

Ces expériences révèlent donc que les potentialités sexuelles virtuelles sont différentes selon les espèces de *Syllinæ* et qu'elles semblent corrélatives du mode de stolonisation. Chez les espèces à stolonisation architomique (régénération de la souche après détachement du stolon, cas de *S. amica*), la majorité des segments primitifs peut sexualiser. Chez les espèces où le bourgeonnement pygidial de la souche s'effectue pendant la stolonisation, les potentialités sexuelles virtuelles des métamères âgés sont très limitées.

Ces constatations posent le problème de l'origine des cellules germinales dans les segments régénérés et, d'une façon plus générale, celui des rapports existant entre régénération et sexualisation chez les Syllidiens.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Méthode photoélectrique de mesure et d'enregistrement continu de la tension superficielle et de ses variations.* Note (*) de M. **André Verain**, présentée par M. Robert Courrier.

La réflexion totale sur l'une des faces d'un espace plan parallèle dans lequel se produit l'ascension capillaire d'un liquide dépend du niveau de celui-ci. On enregistre ses variations à l'aide d'une photopile et d'un galvanomètre enregistreur.

La loi de Jurin établit une relation de proportionnalité linéaire entre la tension superficielle d'un liquide et son ascension dans un tube capillaire. Elle est également applicable au cas où le liquide s'élève dans un espace étroit limité par deux plans parallèles. Il est facile d'obtenir la réflexion totale d'un faisceau lumineux sur la lame d'air limitée par ces deux plans, au-dessus du niveau d'équilibre; la quantité de lumière réfléchie varie alors en raison inverse de l'altitude de ce niveau, donc de la tension superficielle du liquide. On peut dès lors mesurer celle-ci et enregistrer ses variations par un procédé photoélectrique.

Dispositif expérimental. — L'espace où se produit l'ascension est limité :

a. par la face hypoténuse d'un prisme rectangle P à réflexion totale, d'arêtes verticales;

b. par une lame P' à faces parallèles en verre dépoli (*fig.* 1).

L'ensemble soigneusement nettoyé (les surfaces doivent être parfaitement mouillables) est suspendu au-dessus du cristallisoir K contenant

le liquide à étudier dont on amène la surface libre au contact de la base du prisme. Le liquide s'élève jusqu'à un certain niveau N.

Un système optique forme sur la face hypoténuse du prisme l'image linéaire et verticale d'une source S. Il n'y a réflexion totale qu'au-dessus de N. Une photopile F reçoit la lumière réfléchie et produit un courant qui, convenablement amplifié par un amplificateur magnétique, actionne un galvanomètre enregistreur à plume.

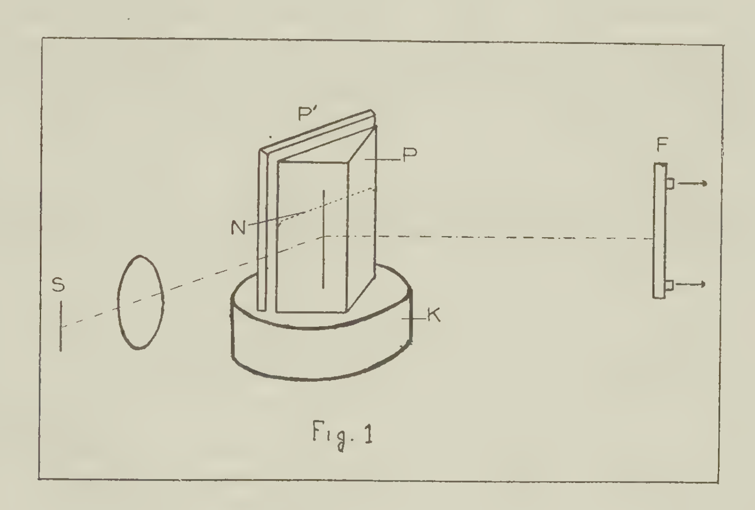


Fig. 1

On étalonne l'appareil à l'aide d'eau très pure et l'on règle le gain de l'amplificateur de manière à avoir un rapport simple entre la T. S. de l'eau (73 dynes/cm) et la déviation du galvanomètre.

Ce dispositif a l'avantage d'obéir rapidement aux variations de tension superficielle du liquide. Quand on introduit par exemple dans le cristallisoir une trace d'un corps tensioactif, il s'étend presque instantanément jusqu'au sommet de la lame liquide et modifie ses conditions d'équilibre; le niveau baisse d'abord brusquement puis remonte lentement et l'on peut lire sur l'enregistrement cette évolution et mesurer la valeur constante à laquelle s'établit finalement la T. S. (tension superficielle statique). Ce mode d'établissement diphasique signalé par Lecomte du Noüy est beaucoup plus facile à mettre en évidence par ce procédé que par des mesures successives de la force nécessaire à l'arrachement d'un anneau, qui troublent chaque fois l'équilibre superficiel. On montre également sans peine que la phase ascensionnelle succédant à la chute primitive est d'autant plus importante et rapide que la quantité de produit mis en œuvre est plus faible.

En introduisant par gouttes espacées, dans le liquide du cristallisoir, une solution d'un corps tensioactif, on obtient un diagramme dont les gradins successifs, d'importance décroissante, montrent que la T. S. tend vers une valeur limite.

Il est enfin possible d'arranger le dispositif de manière à maintenir un niveau constant dans le cristallisoir tandis qu'y circule le liquide dont on veut suivre en fonction du temps les variations de T. S.

(*) Séance du 31 mars 1958.

PHARMACODYNAMIE. — *Nouveaux dérivés de l'acide cinnamique agissant sur la sécrétion biliaire.* Note (*) de MM. **Robert Granger, Jean Giroux, Jean Lanet, Maurice Boucard** et **André Puech**, présentée par M. Marcel Delépine.

Contrairement à l'acide cinnamique, les acides N-acyl amino-2 cinnamiques, dans lesquels le radical acyle est α ramifié, présentent un effet cholérétique, dont l'intensité a été appréciée chez le Cobaye.

Parmi les substances douées de propriétés cholérétiques, il est bien connu que certaines dérivent de l'acide cinnamique, bien que cet acide soit inactif (1). L'activité de ces substances serait due à la présence, sur le noyau benzénique, de groupements —OH ou OCH_3. Il en est ainsi, par exemple, de l'acide dihydroxy-3'.4' cinnamique, (acide caféique) (2), de l'acide hydroxy-4' méthoxy-3' cinnamique (acide férulique) (3), de la curcumine (4) et de la divanillydène-cyclohexanone (5), dans lesquelles on retrouve deux enchaînements féruliques.

L'objet de cette Note est de montrer que l'adjonction d'une chaîne N-acyl aminée en α du carboxyle peut avoir les mêmes conséquences.

Les acides étudiés, que nous considérons ici comme des dérivés de l'acide cinnamique, répondent à la formule

$$C_6H_5-\overset{3}{C}H=\overset{2}{C}\begin{cases}\overset{1}{C}O-OH\\ NH-CO-R\end{cases}$$

(noyau benzénique numéroté 1' à 6')

dans laquelle R est un radical secondaire : $(C_2H_5)_2CH-$ ou $(C_2H_5)(C_6H_5)CH$ ou un radical cyclohexyle.

L'étude porte également sur certains de leurs dérivés phénoliques ou éthers phénoliques, ainsi que sur les acides N-acylaminés de structure voisine renfermant le noyau naphtalénique ou cyclohexénique.

1. Ces acides, tous nouveaux, sont préparés en deux temps.

a. On forme tout d'abord le dérivé N-acylé de l'acide aminoacétique par action du chlorure d'acide R—CO—Cl. Lorsque la réaction est difficile, on utilise l'aminoacétate d'éthyle; l'acylaminoacétate d'éthyle ainsi obtenu est alors hydrolysé par reflux avec une solution de bicarbonate de sodium.

$$R-CO-Cl + NH_2-CH_2-CO_2H \rightarrow R-CO-NH-CH_2-CO_2H$$

b. On effectue ensuite la condensation de l'acide acylaminoacétique avec l'aldéhyde R'—CHO, par chauffage à 100°, pendant plusieurs heures, avec un mélange d'acétate de sodium fondu et d'acide acétique. L'azlactone formée est séparée, puis hydrolysée par la soude à 40 %. L'acide est purifié par cristallisation dans un solvant convenable.

$$R'{-}CHO + CH_2\begin{cases}CO{-}OH\\NH{-}CO{-}R\end{cases} \rightarrow R'{-}CH{=}C\begin{cases}CO{-}O\\N{=\!=}C{-}R\end{cases} \rightarrow R'{-}CH{=}C\begin{cases}CO{-}OH\\NH{-}CO{-}R\end{cases}$$

2. L'activité des acides a été appréciée chez le Cobaye par l'accroissement du flux biliaire, consécutif à l'administration intraveineuse d'une dose égale à 100 mg par kilogramme d'animal, l'acide étant en solution aqueuse neutralisée par la soude. La vésicule biliaire de l'animal est isolée par ligature et la bile est recueillie par cathétérisme du canal cholédoque.

L'accroissement de débit est évalué par le rapport du volume A de bile excrété pendant les 15 mn suivant l'injection, au volume B éliminé pendant les 15 mn précédant celle-ci.

	F (°C).	$\frac{A}{B}$.
Acide cinnamique	–	1,0
» N-(α-éthylbutyryl) amino-2 cinnamique	213	1,6
» » » méthoxy-2'	205	2,1
» » » méthoxy-3'	195-196	1,6
» » » méthoxy-4'	220-222	1,5
» » » hydroxy-4' méthoxy-3'	199	1,5
» » » diméthoxy-3'.4'	206-207	1,9
» » » méthylènedioxy-3'.4'	235-236	1,9
» N-(α-phénylbutyryl) amino-2 cinnamique	183	1,4
» » » diméthoxy-3'.4'	213	1,8
» N-cyclohexanecarbonyl amino-2 cinnamique	204	1,6
» N-(α-éthylbutyryl) amino-2 tétrahydro-1'.2'.5'.6' cinnamique	190	1,8
» N-(α-éthylbutyryl) amino-2 α-naphtalène-3 acrylique	226	1,8

Tous les acides acylaminocinnamiques étudiés, même privés de groupements phénolique ou éther phénolique, augmentent la cholérèse.

L'acide N-(α-éthylbutyryl) amino-2 α-naphtalène-3 acrylique est plus actif que l'acide benzénique correspondant, conformément à ce que M. J. Gunter et coll. avaient observé dans d'autres séries ([3]).

L'acide N-(α-éthylbutyryl) amino-2 tétrahydro-1'.2'.5'.6' cinnamique, dans lequel le cyclohexène remplace le benzène, est également actif.

3. Dans les acides N-acylaminocinnamiques, la chaîne N-acylaminoacétique représente la partie pharmacodynamiquement active, le reste de la molécule n'intervenant que pour renforcer l'action.

En effet, les acides N-acylaminoacétiques, qui sont des intermédiaires dans

la synthèse des acides N-acylaminocinnamiques, possèdent eux-mêmes un pouvoir cholérétique qu'on retrouve parfois dans leurs dérivés.

Acide.	F(°C).	$\frac{A}{B}$.
N-acétylaminoacétique	206 (6)	0,9
N-(α-éthylbutyryl) aminoacétique	127	1,5
» ester éthylique	81	1,9
» amide	144	1,0
N-cyclohexanecarbonyl aminoacétique	152 (8)	1,3
N-(α-phénybutyryl) aminoacétique	104-105	1,8
» amide	118-119	1,3
N-(α.α-diphénylacétyl) aminoacétique	157 (9)	1,7
N-benzoylaminoacétique	187,5 (7)	1,0
N-(*o*-éthoxybenzoyl) aminoacétique	176	1,3

Toutefois, cette propriété n'est pas absolument générale dans cette classe de composés, puisque, tout au moins chez le Cobaye, les acides N-acétylaminoacétique et N-benzoylaminoacétique sont sans effet.

Il semble donc que la présence d'une ramification de chaîne (acyclique ou cyclanique) sur l'atome de carbone voisin du carbonyle amidique soit favorable à l'apparition de l'effet cholérétique.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) E. Chabrol, R. Charonnat, M. Maximin, J. Porin et M. E. Piettre, *C. R. Soc. Biol.*, **102**, 1929, p. 751.
(2) E. Chabrol, R. Charonnat, M. Maximin et A. Bocquentin, *C. R. Soc. Biol.*, **103**, 1930, p. 3.
(3) M. J. Gunter, K. S. Kim, D. F. Magee, H. Ralston et A. C. Ivy, *J. pharm. explt. Therap.*, **99**, 1950, p. 465.
(4) H. Robbers, *Arch. exper. Path. Pharmakol.*, **181**, 1936, p. 328.
(5) E. Vincke et H. E. Never, *Arch. exper. Path. Pharmakol.*, **190**, 1938, p. 733.
(6) T. Curtius, *Ber. d. chem. Ges.*, **17**, 1884, p. 1667.
(7) M. Conrad, *Prakt. Chem.* [2], **15**, p. 245.
(8) M. Godchot, *Bull. Soc. Chim.*, **9**, 1911, p. 262.
(9) S. R. Miriam, J. T. Wolf et C. P. Sherwin, *J. Biol. Chem.*, **71**, 1927, p. 249.

(*Laboratoires de Chimie Organique et de Pharmacodynamie, Faculté de Pharmacie, Montpellier.*)

PHARMACODYNAMIE CELLULAIRE. — *Action des narcotiques indifférents et des pressions hydrostatiques élevées sur l'équilibre cytoplasme-vacuome et sur le chondriome chez* Ascoidea rubescens *Brefeld*. Note (*) de M. **Michel Guyot**, Mlle **Hélène Poussel** et M. **Pierre Gavaudan**, présentée par M. Clément Bressou.

Narcotiques indifférents et hautes pressions provoquent chez *Ascoidea rubescens* des phénomènes de contraction vacuolaire et de granulisation mitochondriale apparentés à la narcose.

Nos précédentes recherches [1] sur l'action exercée par les pressions hydrostatiques élevées sur diverses fonctions physiologiques nous ont conduits à étudier les modifications structurales au niveau des constituants cellulaires.

Les auteurs déjà nombreux [2] qui ont examiné les réactions cellulaires à la pression se sont surtout occupés de la viscosité du cytoplasme, de ses mouvements et de la division en laissant de côté les constituants cellulaires à l'exception du fuseau de caryocinèse et des plastes. Citons les recherches de Fontaine sur *Elodea*, d'Ebbecke sur la paramécie, les hématies et les algues, de Harvey sur la nitelle, de Marsland et Brown sur l'amibe, de Marsland sur l'œuf d'échinoderme, de Pease et Kitching sur les cellules ciliées de la branchie de la moule, de Pease sur les mélanophores de *Fundulus*, sur le plasmode de myxomycète et sur les cellules mères du pollen de *Tradescantia*, de Poussel [3] enfin, sur les cellules du méristème radiculaire de blé.

Il nous a paru intéressant d'étendre les recherches sur l'action de la pression à d'autres constituants du cytoplasme, tels que le vacuome et le chondriome, en comparaison avec l'action produite par les narcotiques indifférents.

Nous avons choisi comme matériel les hyphes de l'*Ascoidea rubescens* Brefeld, champignon hémiascomycète facilement cultivable dont les cellules plurinucléées offrent de grandes commodités pour l'observation vitale et l'expérimentation.

L'un de nous [Gavaudan [4], seul, ou avec Varitchak [5]] a décrit le cytoplasme et le vacuome, montrant que le premier apparaît vivement lumineux à l'ultramicroscope et que le second se montre sous l'aspect d'un siphon plus ou moins continu ou divisé par des trabécules cytoplasmiques en agitation constante; l'équilibre cytoplasme-vacuome est modifié rapidement, en l'espace de quelques secondes, par les agents les plus divers, parmi lesquels les anesthésiques locaux, divers alcaloïdes, les colorants vitaux, les rayons ultraviolets [Gavaudan [4], Regnier, Gavaudan et Quevauviller [6], Tschakhotine et Gavaudan [7]].

Sous l'influence de ces divers agents les vacuoles se contractent en prenant une forme sphéroïdale, et les trabécules cytoplasmiques qui se rompent, tendent à s'incorporer à la masse fondamentale cellulaire ou à se résoudre en globules intravacuolaires; ces modifications morphologiques très nettes traduisent la perturbation de l'équilibre normal de l'interface cytoplasme-vacuome; ces phénomènes sont complètement réversibles. On peut penser que le vacuome en siphon plus ou moins continu correspond à un état *actif* de la cellule et que le vacuome contracté en éléments globuleux correspond à un état *inactif* qui serait analogue à une narcose; il peut sembler étonnant de trouver le rouge neutre parmi les agents exerçant cette action, mais ce

composé azinique est liposoluble et a été mis en évidence dans le cytoplasme sous sa forme base des *Elodea* par examen en lumière de Wood [Strugger (8)]. La comparaison de la contraction vacuolaire à un état *inactif* ou analogue à une narcose est légitimée par deux faits : 1° elle ressemble à la contraction vacuolaire des cellules des tentacules de *Drosera* au repos (Strugger, *loc. cit.*, p. 76); 2° nous avons observé le même phénomène sous l'action des narcotiques indifférents tels le chloroforme, le benzène, le nitrobenzène, l'alcool éthylique et l'acétone à des activités thermodynamiques comprises entre 0,14 pour l'alcool et 0,20 pour le chloroforme et le benzène; la contraction vacuolaire est toujours réversible si les activités thermodynamiques ne sont pas trop élevées. L'acétone, à l'activité 0,18 pendant 30 mn permet encore une bonne réversibilité et il en est de même pour l'alcool éthylique à 0,21. Les mitochondries, remarquablement volumineuses de l'*Ascoidea* sont transformées en chapelets de granules ou en granules isolés par le benzène et le chloroforme et sont aussi en partie vésiculisées par l'alcool éthylique ou l'acétone, conformément à des faits déjà connus sur d'autres matériaux [Rollen (9) et Meites (10)].

D'autre part, nous avons effectué des expériences de compression du même matériel entre 800 et 1450 atm. Un écheveau d'hyphes prélevé dans une culture aseptique de 10 jours était placé sur une lame de verre dans une goutte du milieu de culture ou d'eau de ville, puis recouvert d'une grande lamelle 24 × 50 immobilisée par scellement sur ses deux petits côtés par deux fragments d'emplâtre adhésif; la préparation était alors examinée en ultramicroscopie à un faible grossissement (éclairage de grande intensité rasant la préparation). Après vérification du bon état des hyphes (luminosité normale du cytoplasme, absence de vacuoles sphériques, état de polarisation des articles) la préparation était immergée dans un tube laboratoire muni d'un sas, empli d'eau ou de milieu de culture, puis lui-même enfermé dans la bombe à haute pression. Cette technique permet de comprimer en place des hyphes déjà observés dans leur état normal sans leur faire subir aucune manipulation supplémentaire pouvant les altérer.

Les résultats ont été les suivants : une compression de 5 mn à 800 atm ne provoquait qu'une légère contraction vacuolaire non généralisée à tous les hyphes et la réversibilité était très rapide. Les variations de pH entre 5 et 8 sont sans action sur le phénomène. Une compression de 3 mn à 1200 atm a montré une majorité de filaments à vacuoles contractées, mais la réversibilité a été très rapide (6 mn après décompression). Après 10 mn à 1200-1300 atm la vacuolisation était générale et la réversibilité nette après 20 mn. A partir de cette pression les mitochondries commencent à se granuliser et les figures ressemblent en tous points à celles observées après l'action du benzène ou du chloroforme. Une pression de 1450 atm pendant

1 h a donné des images de granulisation totale du chondriome, mais nous n'avons jamais observé de vésiculisation.

Ainsi, l'*Ascoidea rubescens* montre une très grande résistance à l'action des hautes pressions hydrostatiques; seule une compression sévère à 1450 atm pendant 1 h a entraîné une contraction vacuolaire permanente, lésant plus ou moins les cellules et provoquant une mortalité qui s'accroît avec le temps, mais 48 h après on observe encore des cellules vivantes comme en témoigne la coloration par le rouge neutre.

Cette résistance aux pressions élevées doit être rapprochée de celle aux narcotiques indifférents qui se situe entre le seuil d'inhibition fermentaire et le seuil de cytolyse chez *Saccharomyces* [Lindenberg ([11])]. D'autre part, certaines souches de *Saccharomyces ellipsoideus* et de *Torula* [Cruess ([12])] résistent à des concentrations d'alcool éthylique de 18 % (activité de 0,25). L'action de la pression est donc parallèle à celle des narcotiques indifférents puisqu'on observe la granulisation des mitochondries et la contraction vacuolaire réversible dans un certain domaine. La pression critique provoquant le passage de la cellule à un état inactif analogue à une narcose chez *Ascoidea* paraît correspondre physico-chimiquement à l'activité thermodynamique seuil des narcotiques indifférents.

(*) Séance du 9 avril 1958.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 366 et 732.

([2]) F. H. Johnson, H. Eyring et M. J. Polissar, *The kinetic basis of molecular biology*, New-York, Londres, 1954, p. 1-874; pour alléger la bibliographie suivante qui est considérable nous renvoyons à cet Ouvrage où elle est donnée *in extenso*.

([3]) H. Poussel, *Recherches sur quelques problèmes de pharmacodynamie comparée* (*Thèse Doctorat ès sciences*, Poitiers, 1950).

([4]) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1039 et 196, 1933, p. 563.

([5]) *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 79, 1932, p. 87-61 et 177-182.

([6]) *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 1540 et 131, 1939, p. 65.

([7]) *C. R. Soc. Biol.*, 121, 1936, p. 952 et 1323.

([8]) S. Strugger, *Praktikum der Zell und Gewebephysiologie der Pflanzen*, Springer, Berlin, 1949, p. 1-225.

([9]) A. Rollen, *Action du chlorure d'éthyle, etc. sur la structure de la cellule végétale*, *Thèse*, Université Pharmacie, Paris, n° 16, 1936, p. 1-130.

([10]) M. Meites, *Action de l'eau et du benzène sur la structure de la cellule végétale* *Acad. Sc.* et *Lett. Montpellier*, 3e série, 4, 1944, p. 1-190.

([11]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1568.

([12]) *Adv. in enzymol.*, 3, 1943, p. 349.

(*Laboratoire de Pharmacodynamie cellulaire, Faculté des Sciences de Poitiers.*)

IMMUNOLOGIE. — *Caractères de l'immunité anti-aphteuse locale révélés par le titrage du virus aphteux sur bœuf vacciné.* Note (*) de MM. **Félix Lucam**, **Charles Flachat**, **Maurice Fedida**, **Jean Fontaine** et **Guy Dannacher**, transmise par M. Gaston Ramon.

L'immunité anti-aphteuse est à la fois locale et générale.

Ce double aspect peut être mis en évidence par l'inoculation intralinguale de virus au bœuf vacciné : l'immunité locale est la résistance, le plus souvent faible, à la formation de lésions primaires aux points d'inoculation; l'immunité générale est la résistance le plus souvent forte, à la formation de lésions secondaires buccales et podales.

Chez le bœuf non immunisé, la vitesse d'apparition, l'aspect et le nombre des lésions primaires, sont fonction de la quantité de virus inoculé, et c'est sur cette base que W. M. Henderson (1) a établi la méthode aujourd'hui classique de titrage du virus aphteux par détermination de la dose limite infectieuse à 50 %, notée par abréviation DL_{50}.

Or, l'observation montre que l'immunité locale se caractérise en première approximation, au regard des lésions primaires, par trois traits : ralentissement de leur vitesse d'apparition; diminution de leur étendue et de leur nombre.

Il est donc permis de penser qu'entre un titrage de virus sur bœuf vacciné et un titrage sur bœuf témoin, il doit y avoir des différences qualitatives dans l'aspect des lésions et quantitatives dans la vitesse des titrages et les valeurs des titres calculés.

Pour vérifier cette hypothèse, des bœufs sont vaccinés, par voie sous-cutanée, en même temps, avec un même vaccin monovalent, et à la même dose de 15 ml, cette dose contenant 30 cg d'antigène. Trois semaines plus tard on effectue un titrage de virus sur ces animaux, en même temps que sur des témoins, avec les mêmes séries de dilutions virulentes en suivant strictement la méthode Henderson. Pour chaque expérience on utilise quatre bœufs vaccinés et quatre bœufs témoins.

Les résultats sont de trois ordres.

En premier lieu, *le titrage est plus lent chez les vaccinés que chez les témoins.*

Chez les témoins, le moment optimum, pour la lecture du titrage, se situe entre la 24e et la 30e heure qui suivent les inoculations, quel que soit le type de virus.

Chez les vaccinés, ce moment optimum varie suivant le type de virus. Il se situe entre la 36e et la 40e heure avec les virus O et C; entre la 40e et la 46e heure avec le virus A.

En second lieu, *les lésions primaires des vaccinés diffèrent morphologiquement de celles des témoins.*

Chez le Bœuf témoin, les lésions sont des vésicules et des traînées hémorragiques. Les traînées hémorragiques ne sont que des lésions traumatiques banales. Seules les vésicules sont des lésions spécifiques et entrent dans le calcul du titre de virulence. Elles forment des cavités remplies de liquide séreux, creusées en plein corps muqueux de Malpighi et elles sont dues essentiellement à un œdème intercellulaire qui disloque les assises du corps muqueux.

Chez le Bœuf vacciné se forment, en plus des lésions précédentes, des exulcérations qui lui sont bien particulières. Ce sont des taches, de 1,5 cm au maximum, tantôt jaunâtres avec quelques papilles hérissées mêlées à un enduit pultacé, tantôt à centre lisse et rosé où toute trace de papille a disparu. Elles apparaissent d'emblée sans être précédées d'une phase lésionnelle de type vésiculeux. Il s'agit de lésions très superficielles, n'intéressant que la couche cornée et une partie seulement du corps muqueux de Malpighi. Elles sont dues à l'élimination d'une petite masse kératinisée, nécrotique, qui correspond vraisemblablement à l'enduit pultacé signalé précédemment. Il n'y a pas d'œdème intercellulaire.

Les exulcérations sont bien dues à l'action du virus aphteux. Elles ne sont pas, en effet, la suite des lésions hémorragiques traumatiques, puisque ces dernières sont aussi souvent notées chez les vaccinés que chez les témoins, alors que les exulcérations n'apparaissent que chez les vaccinés. En outre, leur fréquence est en raison inverse de la dilution du virus. Tout comme les vésicules, elles doivent donc entrer dans le calcul du titre de virulence.

Par rapport à la vésicule qui est une lésion maximum, l'exulcération est une lésion avortée qui marque bien la résistance des tissus, conférée par l'immunité locale.

En troisième lieu, *les titres calculés chez les vaccinés sont en général inférieurs à ceux calculés chez les témoins.*

Pour sept vaccins expérimentés, dont cinq monovalents A, un monovalent O et un monovalent C, les valeurs des titres calculés sur vaccinés et sur témoins sont rassemblés dans le tableau I. (Les calculs sont faits pour 1 g de tissu virulent.)

		Titres de virulence calculés sur	
Vaccins.	Virus.	témoins.	vaccinés.
179 A	A	$10^{-6,62}$	$10^{-3,14}$
131 A	A	$10^{7,39}$	$10^{-5,39}$
687 A	A	$10^{-7,39}$	$10^{-5,83}$
88 A	A	$10^{-6,32}$	$10^{-5,78}$
149 A	A	$10^{7,39}$	$10^{-4,16}$
152 C	C	$10^{-6.48}$	$10^{-5,96}$
144 O	O	$10^{-7,50}$	$10^{-6,60}$

Conclusion. — L'immunité anti-aphteuse locale peut être caractérisée par trois traits que révèle le titrage comparé du virus aphteux sur bœufs vaccinés et bœufs témoins.

Par rapport au bœuf témoin, le titrage sur bœuf vacciné est plus lent; les lésions en sont plus discrètes et histologiquement différentes; sa valeur calculée est en général beaucoup plus faible.

(*) Séance du 9 avril 1958.

(1) W. M. HENDERSON, *Agricultural Research Council Report*, Series n° 8, Research Institute, Pirbright, Surrey, England, 1949 (*Thèse* Université Edimbourg, 1945).

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Culture* in vitro *sur des cellules de la souche Hé La et identification au microscope électronique du virus du* Molluscum contagiosum. Note (*) de MM. **Robert Dourmashkin** et **Henri Lucien Febvre** (1), présentée par M. Robert Courrier.

Il n'a pas été possible jusqu'ici d'étudier expérimentalement le virus du *Molluscum contagiosum*, parce que cette affection n'a pu être transmise à aucun animal. Pour cette raison il était essentiel de chercher à réaliser ces transmissions à des cellules humaines cultivées *in vitro*. Des cellules de la souche Hé La ont été utilisées pour ces expériences. Le virus dans ces conditions s'est multiplié dans les cultures.

Le virus a été préparé en broyant la tumeur cutanée du *Molluscum contagiosum* dans 1 ml de sérum physiologique, grâce à un broyeur de Ten Broeck. L'infection des cellules de la souche Hé La a été faite, soit en mettant la suspension virulente en contact pendant 1 h à 37°, avec des tapis cellulaires préparés 24 h à l'avance sur des lamelles de 10 × 32 mm, soit en mélangeant le liquide virulent avec une suspension de cellules Hé La préparée par trypsination. Après 1 h à 37° le liquide fut centrifugé et les cellules ensemencées ensuite dans des tubes à fond plat. Des témoins non infectés ont été préparés parallèlement aux cultures infectées. Les prélèvements ont été effectués régulièrement après l'injection, en principe tous les jours, depuis 24 h jusqu'à 3 semaines. Des sub-cultures ont été faites à partir d'une suspension cellulaire d'un tube infecté depuis 9 jours.

A intervalles réguliers, des lamelles furent fixées aux vapeurs d'acide osmique pendant 10 mn. Les cellules furent décollées ensuite à l'aide d'une lame de rasoir et immergées dans une solution d'acide osmique à 2 % pendant 1 h, puis enrobées dans du méthacrylate après passage rapide dans la série des alcools montants.

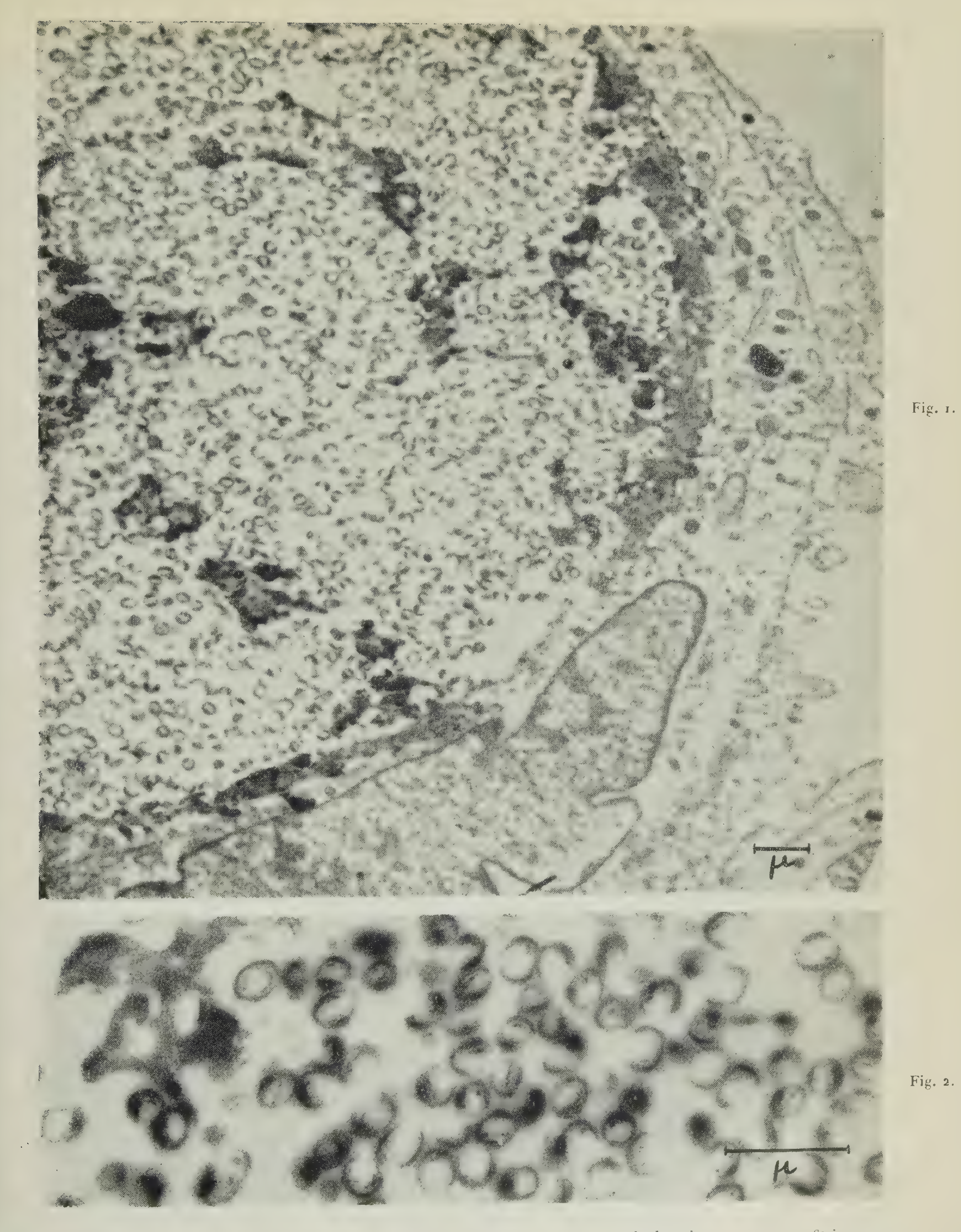


Fig 1. — Une cellule Hé La contenant un corps d'inclusion formé de particules virus. 2e passage. 6e jour. (G × 9 000.)

Fig. 2. — Même cellule que dans la figure précédente. Particules à centre clair. (G × 21 000.)

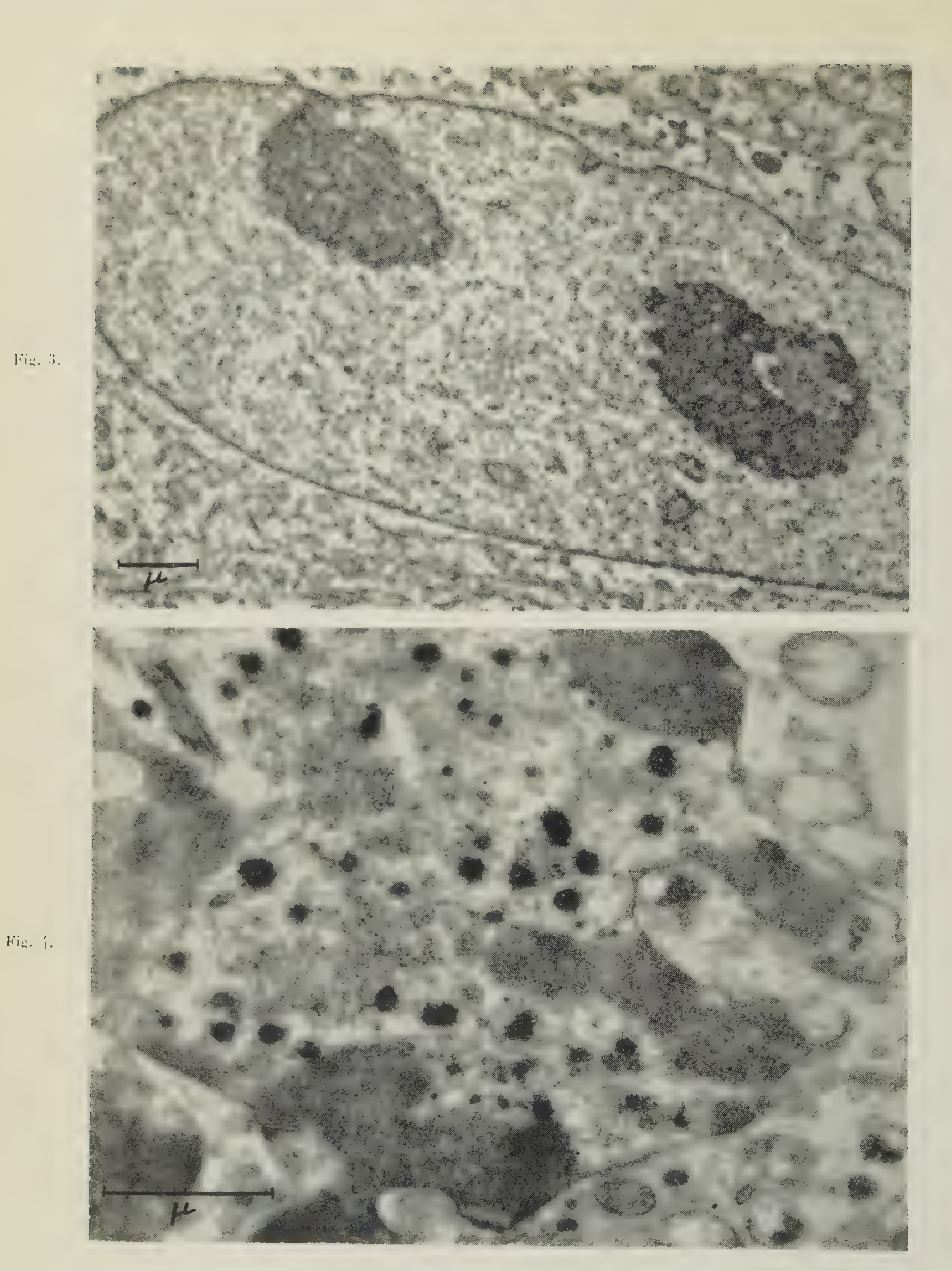


Fig. 3. — Noyau d'une cellule Hé La témoin. (G × 13 500.)
Fig. 4. — Noyau d'une cellule Hé La infectée et provenant de la même culture que celle illustrée par la figure 1. (G × 28 500.)

Des cultures de cellules Hé La témoins, c'est-à-dire non infectées, furent parallèlement fixées et enrobées de manière identique. Les coupes fines furent examinées aux microscopes électroniques RCA EMU 2 A et RCA EMU 2 E.

Résultats. — Dans les cellules Hé La examinées qui correspondaient aux premier et deuxième passages de l'infection, on constate la présence de corps d'inclusion cytoplasmiques qui contiennent des particules virus (*fig.* 1) presque identiques à celles des volumineux corps d'inclusion examinés dans les lésions cutanées. De plus, des condensations très osmiophiles et des filaments ont été retrouvés dans le noyau des cellules infectées, fait jamais observé dans les cellules Hé La témoins même lorsqu'elles sont en dégénérescence ou mal fixées. Ces modifications morphologiques ont été retrouvées le plus fréquemment dans des cultures qui avaient été infectées pendant 4 à 6 jours.

Les corps d'inclusion des cellules Hé La infectées sont remplis de nombreuses particules virus tout à fait identiques à celles qu'on trouve dans les corps de molluscum des lésions cutanées. Les particules virus sont ovalaires, elles ont un centre clair, leur paroi qui consiste en une double membrane est d'épaisseur inégale, elles ont des diamètres de 250×300 mμ, conformes aux dimensions des corpuscules virus du *Molluscum contagiosum* décrits par Banfield et ses collaborateurs [2]. Quelquefois, elles sont enrobées dans une substance matricielle. Des formes pleines peuvent s'observer. Souvent, elles sont extracellulaires, comme si elles provenaient d'un corps d'inclusion rompu. Les cellules Hé La infectées continuent à se multiplier ainsi qu'en témoignent des cellules en mitoses retrouvées à proximité des particules virus. Les formes moins mûres n'ont pas encore été identifiées avec certitude jusqu'à présent. Enfin, les lésions intranucléaires sont très particulières et inattendues (*fig.* 4). Elles sont fréquentes et plus ou moins importantes. On ne les retrouve jamais dans les contrôles (*fig.* 3). Elles se présentent sous forme de condensations osmiophiles souvent entourées de granules plus petits et denses, tandis que la chromatine située au pourtour semble dissoute. A côté de ces condensations, on trouve fréquemment des faisceaux de longs et fins filaments. Les filaments sont fusiformes, d'une épaisseur pouvant aller jusqu'à 160 Å, les plus fins ont une épaisseur de 20 à 30 Å, les plus longs faisceaux ont une longueur de 1 μ, environ. Il est possible que tous ces aspects et les condensations en particules représentent une phase végétative de l'infection virusale et ceci expliquerait aussi les modifications des noyaux dans les lésions cutanées du *Molluscum contagiosum*.

(*) Séance du 31 mars 1958.

(1) Avec la collaboration technique de Sylvie Lheureux.

(2) W. G. Banfield, H. Bunting, M. J. Strauss et J. L. Melnick, *Experimental Cell Research*, 3, 1952, p. 373.

(Laboratoires de Microscopie électronique et de Culture de tissus de l'Institut de Recherches sur le Cancer, Villejuif.)

La séance est levée à 15 h 45 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1958.

(*suite*).

Ministère du Nord canadien et des ressources nationales. Musée national du Canada. *Belle-Anse*, par Marcel Rioux. Bulletin n° 138, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Id. *Folknames of Canadian Birds*, by W. L. McAtee. Bull. n° 149, Biological series n° 51. Ottawa, The Minister of Northern Affairs and National Resources, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Energia atomica, par G. E. Villar. Montevideo, Impresora Uruguaya, 1956; 1 vol. 21 cm.

Pakistan Journal of Scientific and Industrial Research. Vol. I, n° 1, 1958. Karachi, Pakistan council of scientific and industrial research; 1 fasc. 27 cm.

Types of graphic representation of the periodic system of chemical elements, by Edwards G. Mazurs. La Grange, Illinois, Published by Author, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Betesgångens inverkan på våxtlighet och mark i Svenska naturbeten, av. Eliel Steen. Thèse. Uppsala, 1958; 1 fasc. 21 cm.

An Atlas of nitrous oxide, methane and ozone infrared absorption bands. Part I. *The photometric Records*, by M. Migeotte, L. Neven, J. Swensson. *Ozone bands from 3.2 to 10.2 microns*, by E. Vigroux, M. Migeotte, L. Neven, J. Swensson. Liège, Institut d'astrophysique de l'Université, 1957; 1 vol. 25 × 56 cm.

Dissertationen der Technischen Hochschule Hannover. 2. Studienjahr 1956. Hannover, 1957; 1 vol. 21 cm.

5 *Años Instituto mexicano de Recursos naturales renovables* A. C. Mexico, D. F., 1957; 1 fasc. 27 cm.

Congrès géologique international. Commission de stratigraphie. *Lexique stratigraphique international*. Vol. VI. *Océanie*, sous la direction de Jacques Avias. Fasc. V. *Australie*, sous la direction de N. H. Fisher et L. C. Noakes. — 5*a Queensland*, par E. M. Smith, W. H. Bryan, O. A. Jones, A. K. Denmead. Travail supervisé, par Dorothy Hill. — 5e. *South-Australia*, par E. N. Teesdale-Smith, sous la direction de T. A. Barnes. Paris, Centre national de la recherche scientifique, 1958; 2 vol. 21 cm.

D'une technique nouvelle en matière de travaux hydrauliques, par Pierre Monnet, in *La technique de l'eau*. Paris, 1957; 1 fasc. 29,5 cm.

Actes des journées d'étude, mesure et connaissance. Paris, *Revue de Métrologie pratique et légale*, 1957; 1 fasc. 27 cm.

Météorologie générale. Tome II. *Stabilité verticale de l'atmosphère. Vent et turbulence atmosphérique. Nuages et précipitations*, par Jean Roulleau et R. Trochon, in *Monographies de météorologie.* Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 vol. 24 cm.

Direction générale des mines et Services géologiques. Services géologiques du Portugal. Mémoire nº 2. Nouvelle série. *Les Dinosauriens du Portugal*, par Albert F. de Lapparent et Georges Zbyszewski. 1857-1957. *Commémoration du 1er Centenaire.* Lisbonne, 1957; 1 fasc. 32 cm.

Traité de statistique théorique et appliquée. Analyse aléatoire. Algèbre aléatoire, par Daniel Dugué, in *Collection d'ouvrages de mathématiques à l'usage des physiciens*, publiée sous la direction de Georges Darmois et André Lichnerowicz. Paris, Masson, 1958; 1 vol. 24,5 cm.

Des atomes et des hommes, par Louis Leprince-Ringuet. Paris, Arthème Fayard, 1958; 1 vol. 19,5 cm.

(*A suivre.*)

TABLE DES ARTICLES

N° 15

Séance du 14 Avril 1958

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS.

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

DÉSIGNATIONS.

CORRESPONDANCE.

*

CORRESPONDANCE (*suite*).